

Der SU UMa Stern TU Men

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

Bernhard Ludwig Stolz
München
1982

Der SU UMa Stern TU Men

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Bernhard Ludwig Stolz
aus München

München, den 4.6.1982



1.Referent: Prof. Dr. P. Wellmann

2.Referent: Prof. Dr. H.-G. Groth

Tag der mündlichen Prüfung: 28.7.1982

Inhaltsverzeichnis

Einleitung.....	Seite 01
Photometrie und Spektroskopie von TU Men während des Superausbruchs im Nov 1980.....	Seite 05
Photometrie.....	Seite 06
Superhump-Periode.....	Seite 07
Amplitude und Struktur der Superhumps.....	Seite 10
Farbmessungen.....	Seite 12
Periodizitäten in den Lichtkurven mit $p \neq p_s$	Seite 14
Spektroskopie.....	Seite 21
Reduktion und Auswertung der Spektren.....	Seite 21
Systemgeschwindigkeit γ	Seite 27
Bahnperiode p_o	Seite 28
Linienidentifizierung.....	Seite 29
Linienbreite v_d	Seite 30
Lichtkurve aus Kontinuum und Linien.....	Seite 30
Resultate aus simultanen photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen.....	Seite 32
Schwebungsperiode aus p_o und p_s	Seite 32
Bahn-Superhumps.....	Seite 33
Zusammenfassung der Resultate.....	Seite 36
TU Men als Mitglied der SU UMa Sternklasse.....	Seite 37
Die $p_o \leftrightarrow p_s$ Beziehung.....	Seite 37
Massen und Bahnneigung.....	Seite 39
SU UMa Modelle.....	Seite 50
Massenstrom-Modulation durch Apsidendrehung nach Papaloizou und Pringle (1979).....	Seite 50
Externer Materiering nach Gilliland und Kemper (1980).....	Seite 56
Elliptische Scheibe nach Vogt (1982b).....	Seite 61
Fragen.....	Seite 65
Was verursacht Superausbrüche?.....	Seite 65
Was erzeugt Superhumps?.....	Seite 66
Wie erklärt sich die Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit γ ?.....	Seite 68

Zusammenfassung

Photometrische und spektroskopische Beobachtungen des SU UMa Sterns TU Men während des Superausbruchs im November 1980 werden vorgelegt und analysiert.

Die Lichtkurven sind geprägt durch Superhumps mit einer veränderlichen Periode ($p_s \approx 3^h$; $\dot{p}_s < 0$). Eine Variation der Superhump-Amplituden wird interpretiert als eine Überlagerung des Superhumps mit einem phasenverschobenen Bahnhump.

In den Spektren dominieren sehr breite Balmerabsorptionslinien ($v_d \approx 5500$ km/s). Die Analyse der Spektren ergibt eine periodische Veränderlichkeit der Radialgeschwindigkeiten mit der Bahnperiode $p_o \approx 2^h 50^m$ (Amplitude: $K_1 \approx 150$ km/s) und eine Variation der Systemgeschwindigkeit γ mit der Periode $U \approx 2^d$ (Amplitude: $K_\gamma \approx 280$ km/s).

Für TU Men wird eine Primärmasse von $M_1 \approx 0.6 M_\odot$, ein Massenverhältnis $q = M_1/M_2 \approx 1.7$ und eine Bahnneigung $i \approx 65^\circ \pm 5^\circ$ abgeschätzt.

TU Men wird als Mitglied der SU UMa Untergruppe der Zwergnovae diskutiert. Die Bahnperiode $p_o \approx 2^h 50^m$ erweitert die SU UMa Klasse auf cataclysmische Veränderliche über der Periodenlücke zwischen 2^h und 3^h . Eine Relation zwischen p_o und der Superhump-Periode p_s wird angegeben.

SU UMa Modelle von Papaloizou und Pringle (1979), Gilliland und Kemper (1980) und Vogt (1982b) werden im Zusammenhang mit TU Men diskutiert.

Einleitung

Als Brun und Petit 1952 Zwergnovae mit Superausbrüchen nach ihrem Prototyp als SU UMa Sterne bezeichneten, prägten sie damit einen Begriff, der Jahre später für die Erforschung der cataclysmischen Veränderlichen von immer grösser werdendem Interesse werden sollte. Die Kriterien, die über die Zugehörigkeit zu dieser Sterngruppe entscheiden, wurden zwar seitdem zum Teil erheblich verändert und ergänzt, der Name SU UMa Sterne blieb jedoch erhalten, obwohl paradoxerweise SU UMa selbst noch nicht endgültig dazugerechnet werden darf. Denn ausser dem Nachweis von Superausbrüchen konnte für diesen Stern noch kein weiteres Kriterium erfüllt werden.

Nach einem allgemein anerkannten Modell, das erstmals Crawford und Kraft (1956) vorgeschlagen haben, ist ein SU UMa Stern, wie alle cataclysmischen Veränderlichen, ein enges Doppelsternsystem.

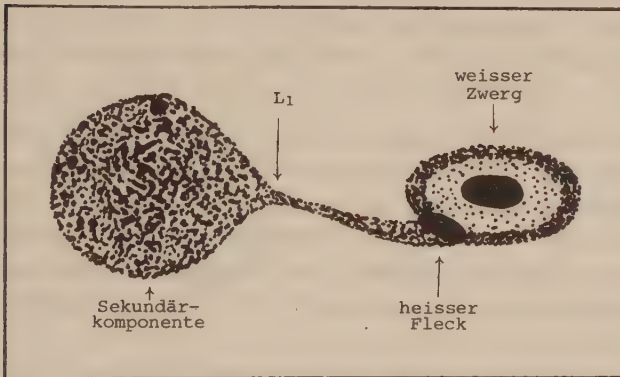


Abb. 01 Modell eines cataclysmischen Veränderlichen.
(Einer Zeichnung von Ritter, 1980, nachempfunden)

Die Primärkomponente ist ein weisser Zwerg, der von einer Scheibe aus Materie geringer Dichte, der sog. Akkretionsscheibe, umgeben ist. Der Begleiter ist einem roten Hauptreihenstern sehr ähnlich. Diese Sekundärkomponente füllt ihr Roche-Volumen aus und gibt Materie an den Primärstern ab. Wo dieser Massestrom auf die Akkretionsscheibe auftrifft, wird die Scheibenmaterie lokal stark aufgeheizt und so ein heller heisser Fleck produziert. Für cataclysmische Doppelsterne mit hoher Bahnneigung erzeugt

dieser heisse Fleck durch sein periodisches Auftauchen regelmässige Helligkeitsmaxima in der Lichtkurve, sog. Bahnhumps.

Bei Zwergnovae beobachtet man Ausbrüche, die sich in der Grössenordnung von Wochen wiederholen. Die Helligkeit des Systems steigt dann innerhalb weniger Stunden um einen Faktor ~ 100 an und das Spektrum ändert sich im wesentlichen von einem Emissions- in ein Absorptionsspektrum. Der Ausbruchsmechanismus war lange Zeit unbekannt und konnte erst vor kurzer Zeit von Meyer et al. (1981) möglicherweise erklärt werden. (Eine detaillierte Beschreibung aller Eigenschaften cataclysmischer Veränderlicher findet sich in Übersichtsartikeln von Robinson 1976a, Vogt 1982a und Warner 1976)

Die SU UMa Untergruppe der Zwergnovae wird gegenwärtig durch zwei Eigenschaften grundsätzlich charakterisiert:

- i) Zweierlei Arten von Ausbrüchen:
Eruptionen von relativ kurzer Dauer ($1^d - 2.5^d$), die häufiger auftreten als die zweite Art, die Superausbrüche oder Super-Maxima. Ihre Dauer übertrifft die der normalen um das 5 - 20-fache.
- ii) Während eines Superausbruchs erscheinen in der Lichtkurve eines SU UMa Sterns periodische Helligkeitsänderungen, sog. Superhumps, mit einer Periode p_s , die sich um einige Prozent von der Bahnperiode p_o unterscheidet. Die Amplitude der Superhumps ist für alle SU UMa Objekte unabhängig von der Bahnneigung in etwa gleich und nimmt im Verlauf eines Ausbruchs ab.

Messungen an ausführlicher beobachteten Vertretern der SU UMa Gruppe ergaben darüber hinaus eine Reihe von weiteren Eigenschaften, die möglicherweise ebenfalls für die gesamte Klasse typisch sind. Diese Charakteristiken sind bei Vogt (1982a) erst jüngst aufgelistet worden; deshalb seien hier nur die Wichtigsten kurz skizziert:

- i) Superausbrüche wiederholen sich, anders als die normalen Eruptionen, mit einer relativ grossen Regelmässigkeit.
- ii) Der Anstieg zu einem Super-Maximum unterscheidet sich nicht von dem zu einem kurzen Ausbruch.
- iii) Gegen Ende eines Superausbruchs tritt ein sog. "später

Superhump" auf, der gegenüber dem normalen Superhump um $0.5 p_s$ phasenverschoben ist.

iv) Die Superhump-Periode p_s ist veränderlich.

Der letzte Punkt ist in Vogt's Liste nicht enthalten, muss aber vermutlich als weiteres Charakteristikum für SU UMa Sterne gewertet werden: Einerseits ergeben sich von Ausbruch zu Ausbruch desselben Sterns verschiedene Werte für p_s , andererseits stellt man für SU UMa Objekte, die während eines Superausbruchs genügend lange photometrisch verfolgt werden konnten, fest, dass sich die Superhump-Periode auch im Verlauf eines Ausbruchs ändert.

Vogt nennt in seiner Arbeit noch ein weiteres Kriterium für SU UMa Sterne, nämlich ihre Zugehörigkeit ausschliesslich zu den cataclysmischen Veränderlichen mit Bahnperioden unterhalb der auffälligen Periodenlücke zwischen 2^h und 3^h , den sog. ultra-kurzen Doppelsternsystemen. Das ist nicht länger zutreffend, nachdem mit TU Men ($p_o \approx p_s \approx 3^h$) das erste SU UMa Objekt oberhalb dieser Lücke gefunden worden ist. (Stolz und Schoembs, 1981a, 1981b. Siehe auch diese Arbeit.)

Das Superhump-Phänomen eines SU UMa Sterns wurde 1972 erstmals beobachtet (Vogt, 1974; Warner, 1975). Nahezu jede neue Beobachtung eines Superausbruchs brachte neue Informationen, die das Gesamtbild komplexer werden liessen und das Verständnis dieses Sterntyps weiter erschwerten. Es ist daher nicht verwunderlich, dass seit 1972 eine ganze Reihe von Erklärungsansätzen gemacht wurden, die alle nach mehr oder weniger kurzer Zeit auf Grund neuerer Beobachtungen wieder verworfen werden mussten. Gegenwärtig sind drei Modellvorstellungen im Gespräch. Alle drei können jedoch die Beobachtungen in ihrer Gesamtheit nicht befriedigend erklären, so dass bis heute ein endgültiges SU UMa Modell aussteht.

Jüngstes Mitglied der SU UMa Klasse ist TU Men. Dieser Stern ist von Hoffmeister (1961, 1963) als Veränderlicher entdeckt worden und als Zwergnova klassifiziert worden. Zahlreiche Beobachtungen von Mitgliedern der VSSRASNZ (Variable Star Section of the Royal Astronomical Society of New Zealand) über einen Zeitraum von 15 Jahren (1963 - 1978) ergaben, dass bei TU Men

die typischen zweierlei Arten von Ausbrüchen auftreten. In einer Zusammenfassung des Beobachtungsmaterials ermittelte Bateson (1979) für die kurzen Eruptionen (Dauer ca 1^d , mittlere Helligkeit $m_v \approx 13.5$) eine Zykluszeit von ca. 37^d , für Superausbrüche 194^d (Dauer bis zu 20^d , $m_v \leq 12.5$). TU Men galt deshalb bereits seit einiger Zeit als potentiell SU UMa Objekt. Bestätigt wurde dies durch photometrische und spektroskopische Beobachtungen an TU Men während eines Superausbruchs im Nov./Dez. 1980, die zusammen mit R. Schoembs an der Europäischen Südsternwarte (European Southern Observatory) durchgeführt wurden.

Mit diesen Beobachtungen wird sich der erste Teil dieser Arbeit hauptsächlich befassen. Anschliessend werden die Beobachtungsergebnisse für TU Men in den Zusammenhang der gesamten SU UMa Gruppe gebracht und diskutiert werden. Als wichtigster Punkt sei hier nochmals die Tatsache vorausgeschickt, dass mit TU Men die SU UMa Klasse auf Objekte mit Bahnperioden oberhalb der Periodenlücke von $2^h - 3^h$ ausgedehnt wird. Im dritten Teil werden dann schliesslich, gestützt auf die erweiterte Information über die SU UMa Sternklasse, die drei derzeit aktuellen Modellversuche diskutiert werden.

Photometrie und Spektroskopie von TU Men während des Superausbruchs im November 1980

Die Beobachtungen des Superausbruchs von TU Men erstrecken sich insgesamt über einen Zeitraum von 16 Nächten, von 1980 Nov 20 bis Dez 05. Ergänzt durch zwei Messungen durch VSSRASNZ (Bateson, 1980) ergeben sich 25 Tage Gesamtdauer und eine maximale Helligkeit von $m_v \approx 11.6$ für das Supermaximum. (Siehe Abbildung 02). Die eigenen photometrischen Messungen überdecken das 2. und 3. Drittel des Ausbruchs, die Spektroskopie Teile des letzten Drittels.

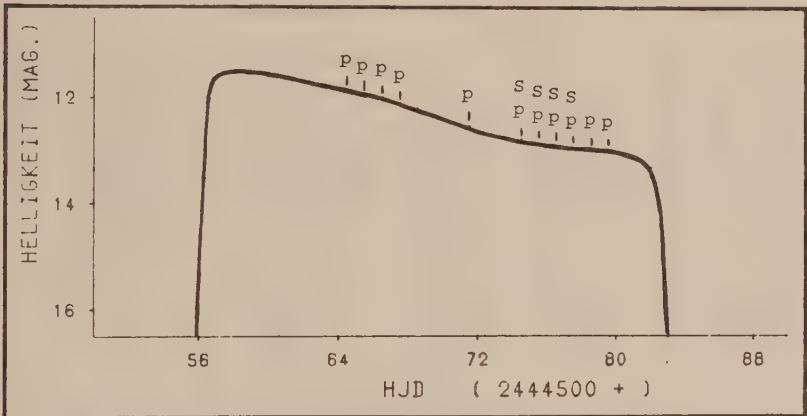


Abb. 02 TU Men. Mittlere Lichtkurve während des Superausbruchs im Nov/Dez 1980. Die zeitlichen Positionen der eigenen Messungen sind gekennzeichnet: P $\equiv$ Photometrie, S $\equiv$ Spektroskopie.

Photometrie

Die photometrischen Messungen wurden mit hoher zeitlicher Auflösung, im sog. high-speed Modus, durchgeführt. Tabelle 1 enthält das Beobachtungsjournal. Als Vergleichsstern wurde Stern "E" aus einer Positionskarte, veröffentlicht von Bateson et al. (1977), verwendet. Vogt und Bateson (1981) geben für diesen Stern folgende Helligkeiten an:

$$V = 10.^m_{95} \quad B - V = 0.^m_{36} \quad U - B = 0.^m_{11}$$

Datum	HJD		Teleskop	Filter	Integr. Zeit
	Start	Ende			
	2444500+				
1980 Nov 20	64.543	64.854	62cm Bochum	integral	1 s
1980 Nov 20	64.73	64.85	50cm Danish	u,b,v,y	10 s
1980 Nov 21	65.520	65.770	62cm Bochum	integral	1 s
1980 Nov 22	66.520	66.631	62cm Bochum	integral	1 s
1980 Nov 23	67.527	67.653	62cm Bochum	integral	1 s
1980 Nov 27	71.536	71.780	62cm Bochum	integral	1 s
1980 Nov 30	74.670	74.837	1.5m Danish	integral	1 s
1980 Dez 01	75.635	75.840	1.5m Danish	integral	1 s
1980 Dez 02	76.561	76.687	1.5m Danish	integral	1 s
1980 Dez 03	77.587	77.684	1.5m Danish	integral	1 s
1980 Dez 04	78.564	78.704	1.5m Danish	B	1 s
1980 Dez 04	78.535	78.710	1m ESO	I	1 s
1980 Dez 05	79.545	79.667	1m ESO	B/R	5 s

01 Beobachtungsjournal Photometrie

Auf Grund eines Defektes in der Datenspeicherung gingen die Messung 1980 Nov 22 und Teile der Messung 1980 Nov 20 verloren. Für diese Beobachtungen wurde die Lichtkurve per Hand aus den Schreiberprotokollen mit verminderter Genauigkeit und verringerter Zeitauflösung reduziert.

Die Reduktion der Messwerte erfolgte differentiell. Zu diesem Zweck wurden die Messreihen jeweils kurzfristig für Messungen des Vergleichsterns und des Hintergrundes unterbrochen. Dieses Verfahren wurde je nach atmosphärischer Bedingung alle 15 - 60 min wiederholt. Mittels kubischer Splines wurde jeweils eine Interpolierende durch sämtliche Vergleichs- und Himmelmessungen einer Nacht gelegt und zur differentiellen Reduktion jeder einzelnen Messung der Sternhelligkeit verwendet.

Zur Periodenanalyse wurden folgende Verfahren angewandt:
Durch die Daten wurde mittels kubischer Splines eine Ausgleichskurve gelegt. Die Genauigkeit mit der diese Splineskurven an die Daten angepasst wurden, war von dem zu untersuchenden Periodenbereich abhängig. Die Differenz zwischen Messung und Ausgleichskurve wurde gebildet und die Messreihen, vor allem für die kurzperiodische Analyse, in einzelne Abschnitte unterteilt. Von den so gewonnenen Datensätzen wurden per Computer die Autokorrelationsfunktion und das Periodogramm erstellt.

Reduktion und Auswertung der photometrischen Beobachtungen erfolgten ausschliesslich an der Rechenanlage Cyber 175 des Leibniz Rechenzentrums in München.

Superhump-Periode

Das typische Superhump-Phänomen wird deutlich in Abbildung 03, in der sämtliche gemessenen Lichtkurven enthalten sind. Jede Bildzeile entspricht einer Nacht, von 0^h48 UT bis 8^h52 UT. Da die Superhump-Periode ihren Wert nahe bei 3 Stunden hat, sind untereinander liegende Superhumps durch jeweils 8 Perioden voneinander getrennt. Dadurch wird bereits aus Abbildung 03 deutlich, dass die Superhumps nicht durch einen streng periodischen Vorgang beschrieben werden können. Wie im Falle anderer SU UMa Sterne, VW Hyi (Haefner et al., 1979), OY Car (Vogt, 1982a) und YZ Cnc (Patterson, 1979) wird ein $\dot{p}_s \neq 0$ angenommen. Eine Ausgleichung 2. Grades in die Zeitpunkte der maximalen Helligkeit (siehe Tabelle 02) ergibt folgende Ephemeride:

$$01) \quad \text{HJD} = 2\,444\,564.584 + \begin{matrix} \pm 3 \\ \pm 15 \\ \pm 1 \end{matrix} \begin{matrix} .12625 \\ E - 6. \times 10^{-6} \\ E^2 \end{matrix} \quad \sigma = 5.5 \times 10^{-3} \text{d}$$

In den Superhumps $E = 1 - 16$ erkennt man eine deutliche Sekundärstruktur (siehe folgenden Abschnitt). Ersetzt man für diese Superhumps die Zeitpunkte der grössten Helligkeit durch die Zeiten der beobachteten Sekundärmaxima (Tabelle 02), so lässt sich die Güte der Ausgleichsrechnung signifikant verbessern. Zunächst

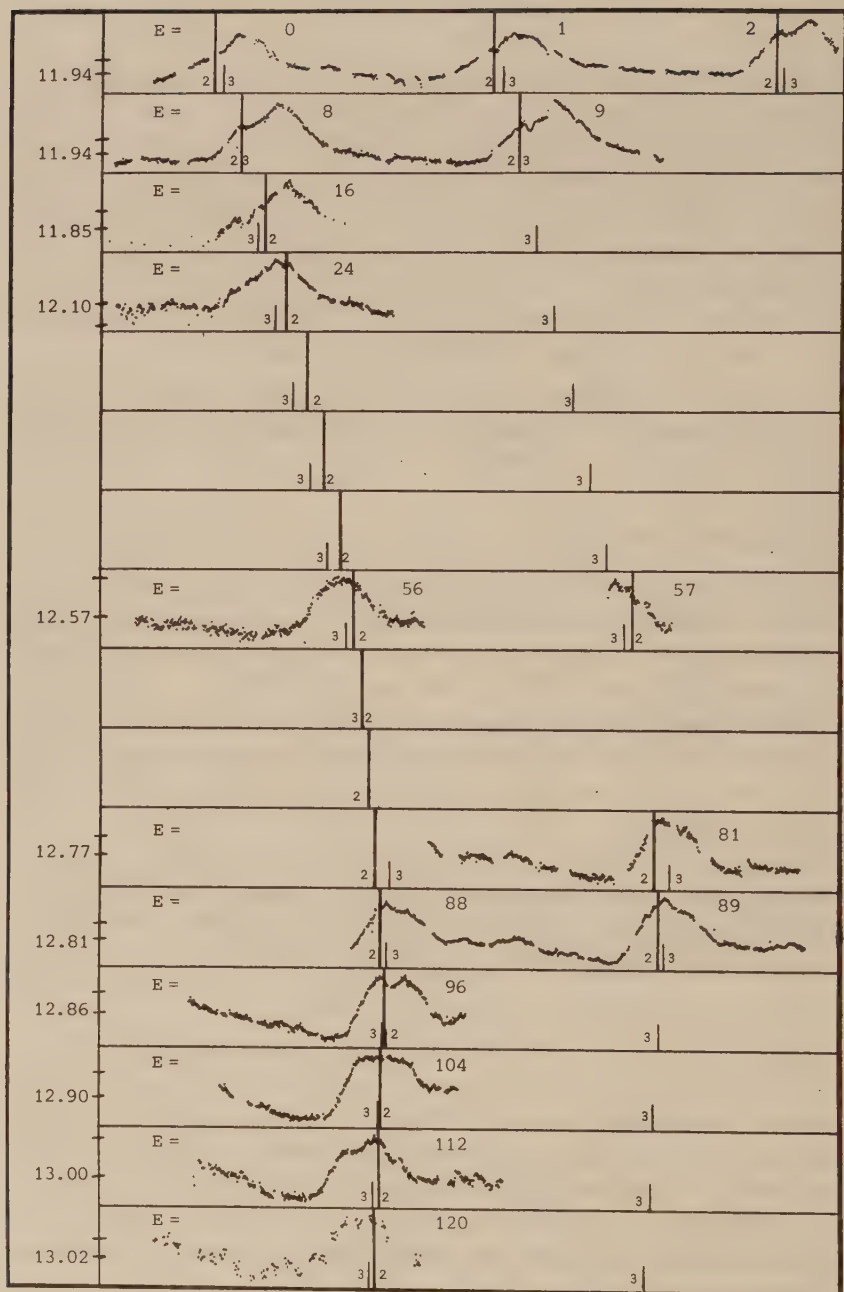


Abb. 03 Darstellung sämtlicher Lichtkurven von TU Men während des Superausbruchs Nov 1980. Jede Bildzeile entspricht einer Nacht von 0^m48-8^m52. Der unbeschriftete zweite Teilstrich an den Ordinaten bedeutet 0^m71 bzw. 0^m05 (für E>80) Helligkeitsdifferenz. Die berechneten Zeiten der Ephemeride (02) bzw. (03) sind markiert (2 bzw. 3).

liefert eine Wiederholung der Rechnung unter der Annahme $\dot{p}_s \neq 0$
folgende Ephemeride:

(02)
$$\text{HJD} = 2\,444\,564.572 + \begin{matrix} \pm 2 \\ .1266 \\ \pm 1 \end{matrix} E - \begin{matrix} \pm 1 \\ 8. \\ \pm 1 \end{matrix} \times 10^{-6} E^2$$

$$\sigma = 3.9 \times 10^{-3} \text{ d}$$

Darüberhinaus können die beobachteten Humpzeiten jetzt durch
zwei konstante Perioden angeglichen werden:

(03)
$$\text{HJD} = \begin{matrix} 2\,444\,564.576 + .12596 E \\ \pm 1 \quad \pm 4 \end{matrix} \quad \text{für } E = 1 - 57$$

$$\begin{matrix} 2\,444\,564.676 + .1247 E \\ \pm 2 \quad \pm 1 \end{matrix} \quad \text{für } E = 81 - 120$$

$$\sigma = 2.7 \times 10^{-3} \text{ d}$$

Die Standardabweichung dieser Anpassung ist um 30% (bzw. 50%)
besser als für die Ephemeride (02) bzw. (01). Eine Ausgleichs-
rechnung für die zeitlichen Mittelpunkte der Superhumps ergibt
gegenüber der Ephemeride (01) eine um 10% grössere Standard-
abweichung.

E	HJD (max. Helligkeit) 2 444 500 +	HJD (Sekundär-Max.) 2 444 500 +
0	64.583	-
1	64.708	64.698
2	64.839	64.826
8	65.601	65.585
9	65.726	65.712
16	66.606	66.592
24	67.601	-
56	71.631	-
57	71.754	-
81	74.775	-
88	75.652	-
89	75.777	-
96	76.655°	-
104	77.650°	-
112	78.646	-
120	79.640	-

Tab. 02 Superhumpzeiten.

(° Für die Superhumps E=96 und E=104 kann der Zeitpunkt der
maximalen Helligkeit nicht eindeutig festgelegt werden. Es
werden deshalb zeitliche Mittelpunkte dieser Humps verwendet.)

Für die Berechnungen, die zu den Ephemeriden (02) und (03) führten, wurde der Superhump $E=0$ nicht berücksichtigt, da dieses Maximum noch keine ausgeprägte Sekundärstruktur aufweist. Die nach (02) bzw. (03) berechneten Zeiten sind, zusammen mit der Angabe des zum jeweiligen Superhump gehörigen Wertes für E , in Abbildung 03 gekennzeichnet. Abbildung 04 gibt eine Darstellung der $O-C$ Werte gemäss (02) bzw. (03).

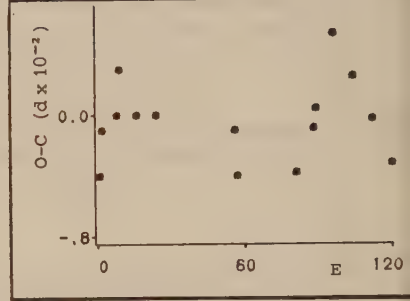
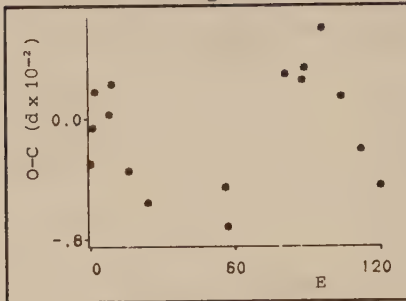


Abb. 04 a) $O-C$ Werte nach (02)

b) $O-C$ Werte nach (03)

Die Ursache des Superhump-Phänomens bei SU UMA Sternen ist noch nicht geklärt. Es kann somit an dieser Stelle auch nicht entschieden werden, welche der drei berechneten Ephemeriden (01) - (03) die Superhumps beschreiben kann. Die jeweiligen Standardabweichungen sprechen dafür, dass die Primärmaxima der Superhumps $E = 1 - 16$ für das gesamte Phänomen nur von geringer Bedeutung sind und die Superhumps $E \geq 24$ aus den Sekundärhumps in $E \leq 16$ hervorgehen. Anstelle einer kontinuierlichen Periodenänderung (Ephemeride 02) kann dann auch ein Periodensprung zwischen $E = 57$ und $E = 81$ die Superhumps bei TU Men beschreiben.

Amplitude und Struktur der Superhumps

Gestalt und Struktur der Superhumps, sowie das Verhalten der Amplituden sind generell ähnlich wie bei anderen SU UMA Sternen

Die Amplitude der Superhumps nimmt von anfangs $\Delta m \approx 0.32$ auf $\Delta m \approx 0.12$ am Ende der Beobachtungen ab (siehe Abbildung 05).

Vor allem während der ersten Beobachtungsnächte zeigen die Superhumps neben einem Hauptmaximum ein ausgeprägtes Nebenmaximum. Diese Sekundärstruktur entwickelt sich während der

Maxima $E=0,1$, ist in $E=2$ bereits voll ausgeprägt und bleibt mindestens bis $E=16$ erhalten (siehe Abbildung 03). Der Zeitabstand zwischen Primär- und Sekundärmaximum scheint mit $\Delta t \approx 21$ min konstant zu bleiben. Es ist in diesem Zusammenhang bemerkenswert, dass die Amplitude des Maximums $E=24$, bei dem die Struktur wieder verschwunden ist, den Amplituden der Sekundärhumps der ersten Nächte entspricht (siehe Abb. 05). Daher die Annahme, dass das Primärmaximum verloren geht, während das Nebenmaximum erhalten und in Form von Superhumps für $E \geq 24$ beobachtbar bleibt. Diese Vermutung gab auch den Anstoß für die Rechnungen, die zu den Ephemeriden (02) und (03) im letzten Abschnitt führten.

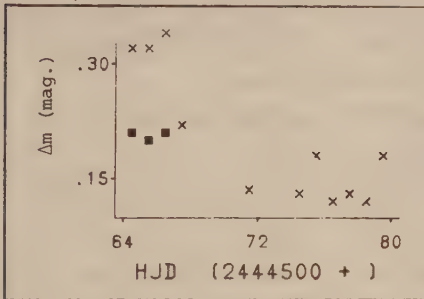


Abb. 05 Superhump-Amplituden im Verlauf des Superausbruchs
(• = Amplitude des Sekundärmaximums)

Gegen Ende eines Superausbruchs wird mit abnehmender Systemhelligkeit bei VW Hyi und OY Car zunehmend der Bahnump in den Lichtkurven wieder sichtbar. Da in diesem Stadium jeweils der Superhump noch nicht verschwunden ist, kommt es zu einer Überlagerung der beiden Helligkeitsänderungen. Wegen der unterschiedlichen Werte für Superhump- bzw. Bahnperiode führt diese Überlagerung zu einer Variation der Superhump-Amplituden mit einer Periode, die sich als Schwebungsperiode p_b aus p_o und p_s errechnet:

$$p_b = (1/p_o - 1/p_s)^{-1}$$

Die Variation der Superhump-Amplitude für $E > 80$ kann als ein erster Hinweis auf ein solches Phänomen, das einer Schwebung ähnlich ist, auch bei TU Men interpretiert werden. Das Schwebungsphänomen wird verdeutlicht, wenn neben der Variation der Maximalamplitude Δm_1 auch die Zeitdauer Δt des Superhumps und

die Helligkeitsdifferenz Δm_2 zwischen Minimum und der Phase unmittelbar nach Beendigung des Abstiegs vom Superhump betrachtet werden (siehe Abbildung 06).

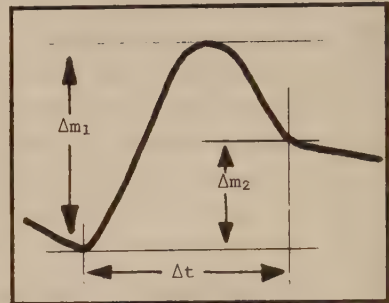
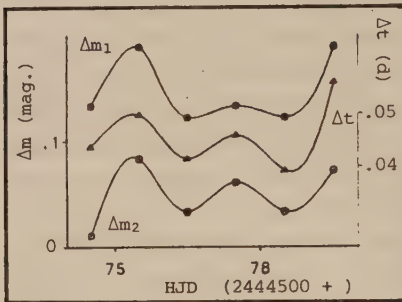


Abb. 06 a) Schwebungsphänomen in der Lichtkurve von TU Men

b) Schematische Darstellung eines Superhumps

Die Schwebungsperiode kann aus den wenigen Werten nur sehr ungenau zu $p_b \sim 2^d$ abgeschätzt werden.

Farbmessungen

Insgesamt drei Superhumps ($E=2, 112, 120$) wurden in mehreren Farbbereichen gemessen (siehe Tabelle 01).

Das Maximum $E=2$ wurde im Strömgren u, v, b, y - Farbsystem simultan vermessen. Unter der Annahme, dass das Strömgrensystem zumindest annähernd in das Johnson U, B, V - Farbsystem vermittelt

$$U \Leftrightarrow u \quad B \Leftrightarrow (b+v)/2 \quad V \Leftrightarrow y$$

transformiert werden kann, ergeben sich folgende Farbindices für TU Men ausserhalb des Superhumps:

$$B - V \approx \pm 0^m \quad U - B \approx -1^m 0$$

Diese abgeschätzten Werte liegen im Bereich dessen, was man für Zwergnovae im Ausbruch erwarten würde.

Die Superhumps $E=112$ und $E=120$ wurden in den Farbbereichen B und I ($E=112$) bzw. R ($E=120$) beobachtet. In Abbildung 07 ist der Farbverlauf aus allen drei Simultanmessungen gezeigt. Trotz des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses wird aus der Abbildung deutlich, dass alle drei Superhumps blaue Extremwerte im Anstieg kurz vor dem Helligkeitsmaximum zeigen. Dies gilt nicht für die $U-B$ Kurve von $E=2$, die bis auf die rote

Einsenkung, die das Primär- vom Sekundärmaximum trennt, keine Farbvariation zeigt. (Der Farbverlauf ist in den Abbildungen durch eine angepasste Spline-Kurve verdeutlicht.)

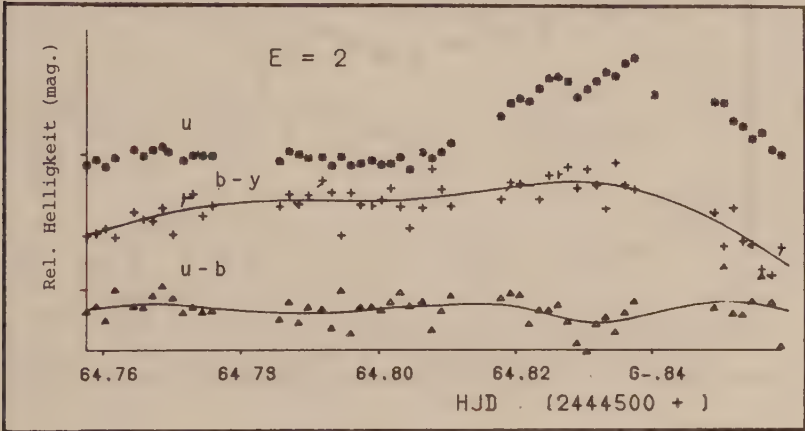


Abb. 07 a) Farblichtkurven des Superhumps E=2. An der Ordinate ist die relative Helligkeit in Grössenklassen aufgetragen. Ein Teilstrich bedeutet 0^m6 Differenz in der Lichtkurve bzw. 0^m3 in den Farbkurven. (Integrationszeit je Messwert: 120 s)

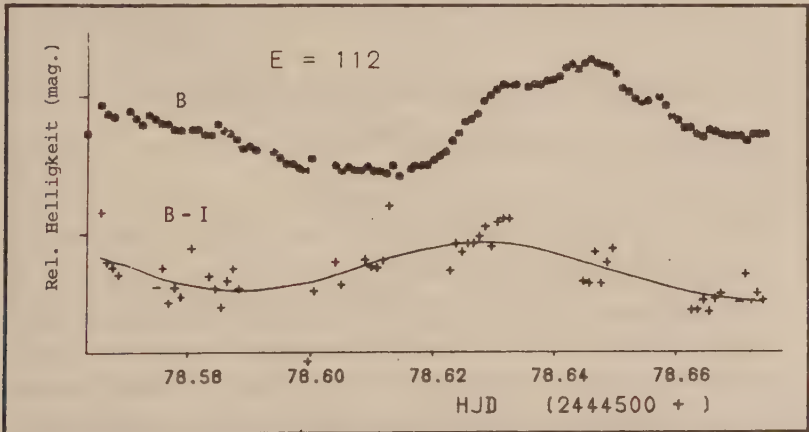


Abb. 07 b) Farblichtkurve des Superhumps E=112. An der Ordinate ist die relative Helligkeit in Grössenklassen aufgetragen. Ein Teilstrich bedeutet 0^m15 Differenz in der Lichtkurve bzw. 0^m75 in der Farbkurve. (Integrationszeit je Messwert: 90 s)

Bereits publizierte Farbkurven von VW Hyi (Vogt 1974, Schoembs und Vogt 1980) ergaben bei diesem Objekt vor allem für U - B rote Extrema bei der Superhump-Phase $\phi_s \approx .1$ und schwach blaue

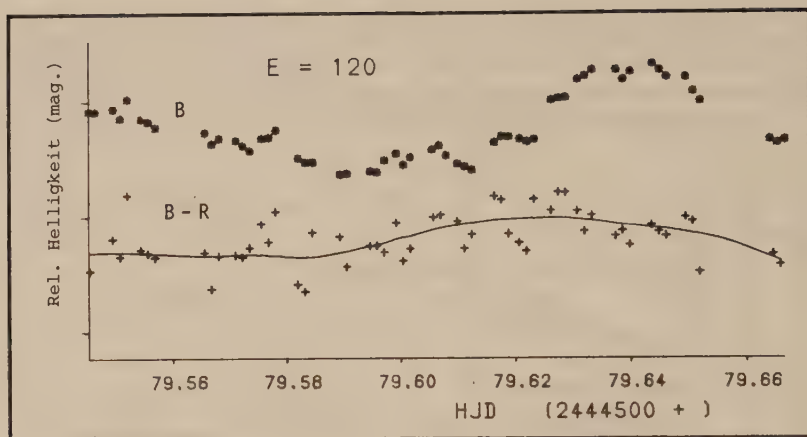


Abb. 07 c) Farblichtkurve des Superhumps E = 120. An der Ordinate ist die relative Helligkeit in Grössenklassen aufgetragen. Ein Teilstrich bedeutet 0^m2 Differenz in der Lichtkurve und 0^m1 in der Farbkurve. (Integrationszeit je Messwert: 100 s)

Extrema bei $\phi_s \approx 0.7 - 0.9$. (Bei TU Men liegt der blaue Extremwert der Farbkurven jeweils bei $\phi_s \approx 0.85 - 0.95$). B - V zeigt prinzipiell das gleiche Verhalten, jedoch sehr viel weniger ausgeprägt.

Periodizitäten in den Lichtkurven mit $p \neq p_s$

Sämtliche Lichtkurven wurden auf Oszillationen im Periodenbereich

$$15 \text{ s} \leq p \leq p_s$$

untersucht. Im kurzperiodischen Bereich $15 \text{ s} \leq p \leq 180 \text{ s}$ wurden keine Oszillationen gefunden.

Die Analyse für den mittleren Periodenbereich ($p \geq 3 \text{ min}$) dagegen ergab für fast alle Nächte eine Oszillation der Periode $p \approx 30 \text{ min}$. In Tabelle 03 sind die Ergebnisse der Periodenanalyse für die einzelnen Nächte angegeben.

Da bei einer mittleren Beobachtungsdauer von ca. 3h und einer Schwingungsdauer von 30 min nur wenige Perioden überdeckt sind, ist der Rauschanteil eines Einzelperiodogramms sehr hoch. Um das Signal-Rausch Verhältnis zu verbessern, wurden deshalb alle Periodogramme aus den Beobachtungen für die die 30 min Oszillation nachweisbar war, überlagert (siehe Abbildung 08).

Beobachtung	p (min)	Signal-Rausch Verhältnis*	Amplitude (%)	$\Delta t_s/6$ (min)
1980 Nov 20	31.1	3	.9	31
1980 Nov 21	29.9	3	.6	30.2
1980 Nov 23	7.6	2	.4	-
1980 Nov 27	29.4	2	.3	29.5
1980 Nov 30	30.1	3	.3	-
1980 Dez 01	29.4	3	.3	30.2
1980 Dez 02	29.3	2	.2	-
1980 Dez 03	29.9	3	.3	-

Tab. 03 Ergebnisse der Periodenanalyse im Periodenbereich $p_s \geq p \geq 3$ min.
Für die Nächte 1980 Dez 04 und 1980 Dez 05 ergaben sich keine
Perioden mit signifikanter Amplitude.
(*Das Signal-Rausch Verhältnis wurde aus den Periodogrammen
abgeschätzt.)

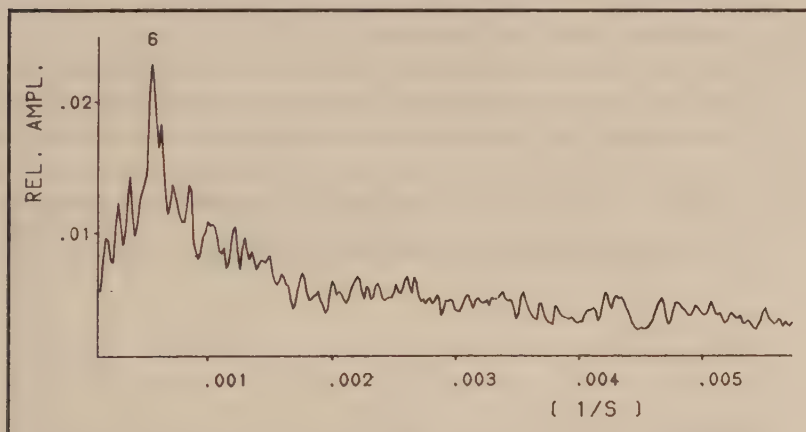


Abb. 06 Summe aller Einzelperiodogramme entsprechend Tabelle 03.
(Die Beobachtung 1980 Nov 23 wurde nicht berücksichtigt.)

Um zu prüfen, ob die 30 min Variation in den Daten wirklich
enthalten ist oder ob diese durch die quasi-periodischen Unter-
brechungen der Messreihen für Vergleich- und Hintergrundmessung
vorgetäuscht wird, wurden verschiedene Tests angewandt.

Zum einen wurden für jede Beobachtungsnacht stochastische Inten-
sitätswerte bei gleichen Zeiten auf die gleiche Art und Weise
analysiert. Abbildung 09 zeigt das Ergebnis dieses Tests, wobei
auch hier die Summe aller Einzelperiodogramme dargestellt ist.

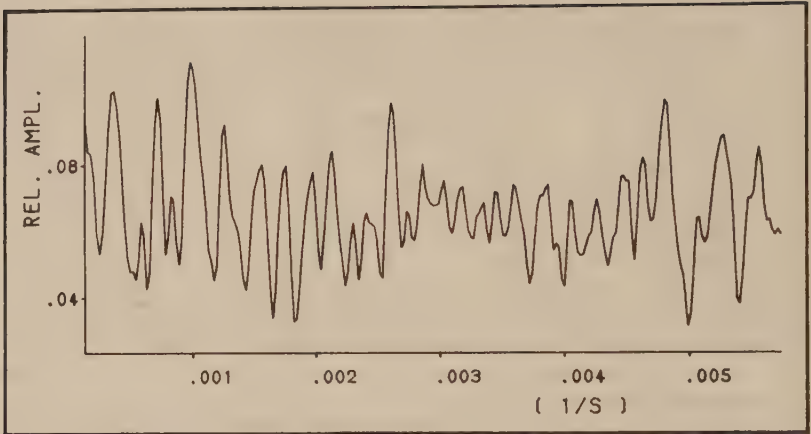


Abb. 09 Summe aller Periodogramme der mit statistischen Intensitätswerten belegten Beobachtungen.

Ein weiterer Test bestand in der Berechnung der Autokorrelationsfunktionen (AKF). Die AKF der Einzellichtkurven sind, ebenso wie die Periodogramme, aus den bereits genannten Gründen stark ver-
rauscht. Aber auch hier belegt die Summe aller Einzelkorrelationen (Abbildung 10) das Vorhandensein der 30 min Oszillation

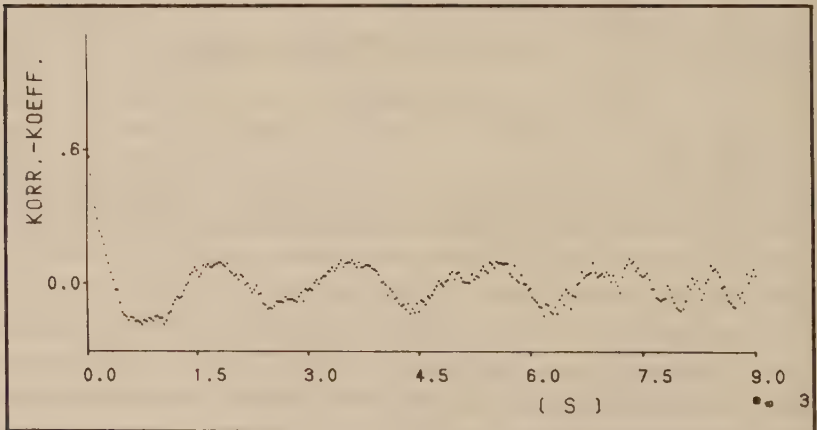


Abb. 10 Summe aller Autokorrelationsfunktionen der Beobachtungen entsprechend Tabelle 03. (Die Beobachtung 1980 Nov 23 wurde nicht berücksichtigt.)

Die AKF der Gesamtlichtkurve (Abbildung 11) unterscheidet sich von der Summe aller Einzelkorrelationen mathematisch gesehen dadurch, dass für erstere die Kreuzkorrelationen der Einzellichtkurven untereinander mitberücksichtigt werden:

Summe aller Einzelkorrelationen:

$$c_{ii}(\tau) := \int_0^T x_i(t) x_i(t+\tau) dt \quad (x_i(t) \text{ Lichtkurve der } i\text{-ten Nach})$$

AKF der Gesamtlichtkurve:

$$\begin{aligned} c(\tau) &= \int_0^T \left(\sum_i x_i(t) \right) \left(\sum_i x_i(t+\tau) \right) dt = \\ &= \int_0^T \sum_i x_i(t) x_i(t+\tau) dt + \int_0^T \sum_{i \neq j} x_i(t) x_j(t+\tau) dt \\ c(\tau) &= c_{ii}(\tau) + c_{ij}(\tau) \end{aligned} \quad (i \neq j)$$

Da die Kreuzkorrelationen, wie ein Vergleich der Abbildungen 10 und 11 zeigt, offensichtlich keine wesentliche Änderung in der Korrelationsfunktion zur Folge haben, kann daraus für die 30 min Oszillation auf eine Kohärenzlänge von nur wenigen (4 - 5) Schwingungen geschlossen werden.

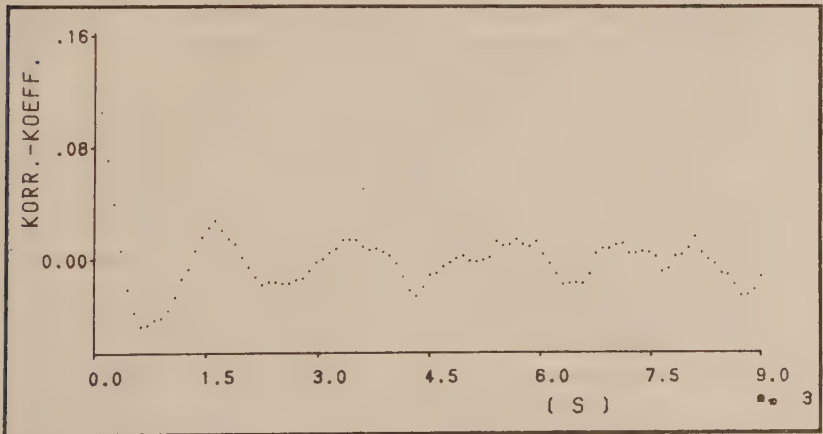


Abb. 11 Autokorrelationsfunktion der Gesamtlichtkurve

Abbildung 12 schliesslich zeigt ein Phasendiagramm der Oszillation mit $p \approx 30.5$ min aus allen Daten. Gleichmässige Belegung und Gestalt des Diagramms bilden ein weiteres Argument für die tatsächliche Existenz der Schwingung.

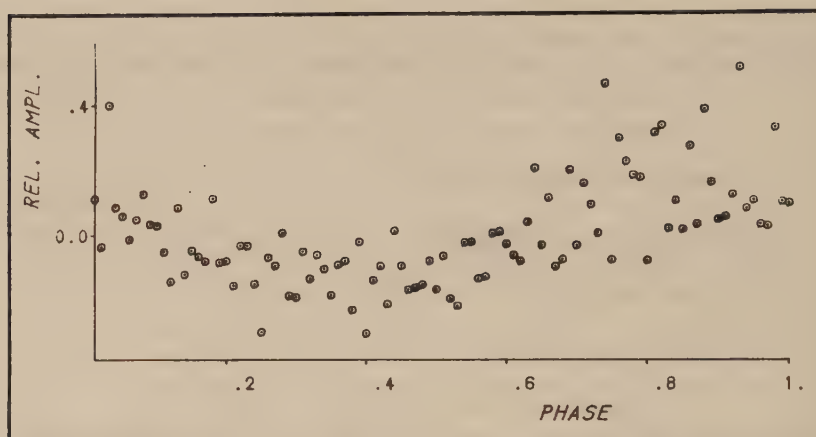


Abb. 12 Phasendiagramm der Periode $p \approx 30.5$ min aus allen Messwerten. Dargestellt sind die Mittelwerte über Phasenbereiche zu je 0.01.

Der Periodenwert von $p \approx 30$ min legt den Verdacht nahe, dass es sich bei der gefundenen Oszillation um die 6. Harmonische der Superhump-Periode $p_s \approx 180$ min handelt. Unterstützt wird diese Vermutung durch einen Vergleich zwischen berechnetem Periodenwert und der Grösse $\Delta t_s/6$ aus jenen Nächten, in denen der Abstand zweier aufeinander folgender Humpmaxima, Δt_s , gemessen werden kann (siehe Tabelle 03, Spalte 5).

Um zu testen, ob weitere Harmonische p_s/N mit $N \leq 6$, die vielleicht bei der Vorbehandlung der Daten zu Periodenanalyse eliminiert worden sind, in den Messdaten enthalten sind, wurde die Gesamtlichtkurve ungeglättet der Periodenanalyse unterzogen. Abbildung 13 zeigt das resultierende Periodogramm. Demnach sind neben der Grundperiode p_s nur die zweite und sechste Harmonische in der Lichtkurve mit signifikanter Amplitude enthalten.

Die Seitenbänder bei $p = p_s$ und bei $p = p_s/2$ werden durch die zum Teil grossen Messlücken ($\Delta t_{\max} \approx 32 p_s$) vorgetäuscht.

Auch für VW Hyi konnte für zwei Messnächte während des Superausbruchs im Dez. 1975 die 6. Harmonische der Superhump-Periode nachgewiesen werden. Bild 14 zeigt die AKF der Beobachtung 1975 Dez 24, in der die Periode $p_s/6$ besonders deutlich zum Vorschein kam.

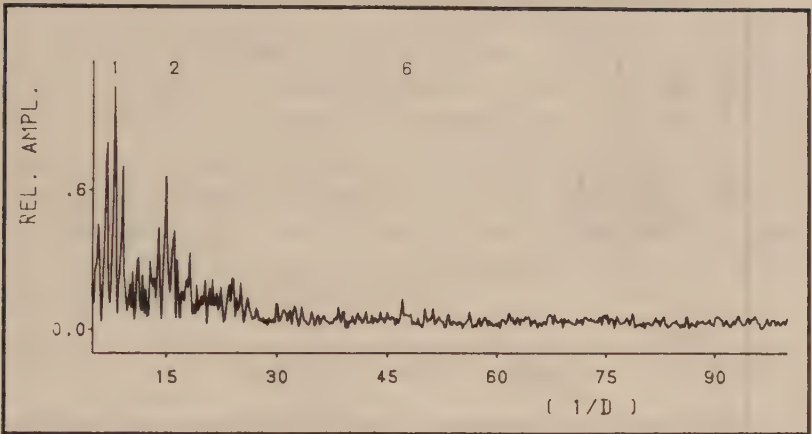


Abb. 13 Periodogramm der gesamten, ungeglätteten Lichtkurve von TU Men im Periodenbereich $p_s \geq p \geq 15 \text{ min}$.

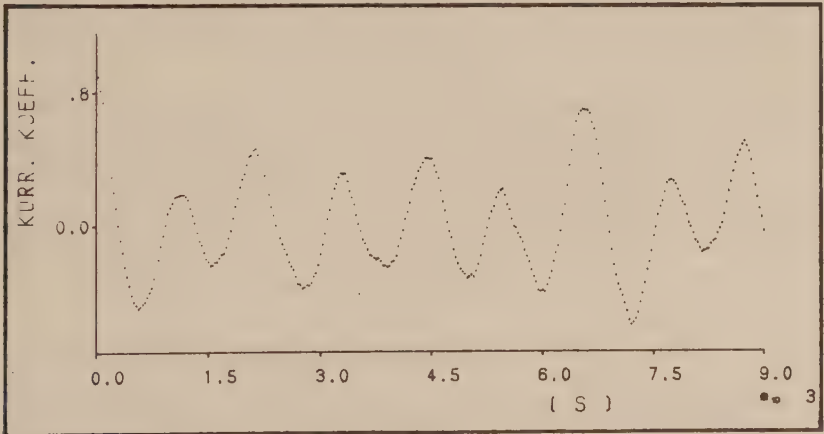


Abb. 14 Autokorrelationsfunktion von VW Hyi während eines Superausbruchs (1975 Dez 24).

Die Periodenanalyse der anderen Nächte während des gleichen Superausbruchs hatte neben der 6. meist die 3. Harmonische zum Ergebnis. Die Summe aller Einzelperiodogramme, dargestellt in Abbildung 15, macht deutlich, dass bei VW Hyi die 6. Harmonische zwar in den Lichtkurven enthalten ist, insgesamt aber nicht die gleiche Bedeutung erlangt wie für TU Men.

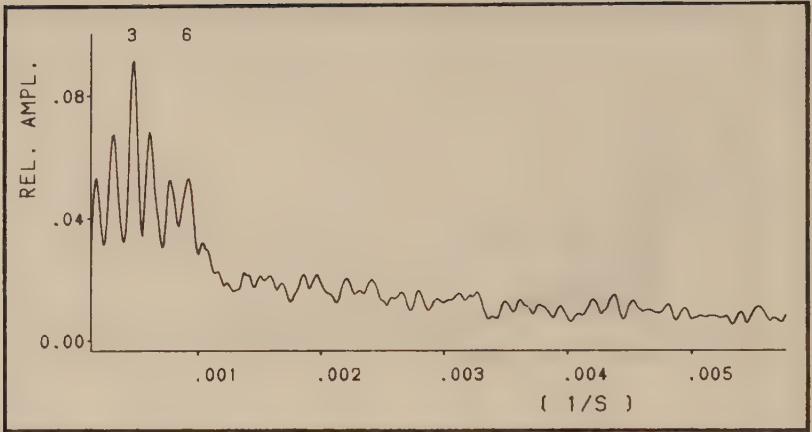


Abb. 15 Summe aller Einzelperiodogramme von VW Hyi während des Superausbruchs im Dezember 1975.

Spektroskopie

Simultan zur Photometrie wurde von Nov 30 bis Dez 03 Spektroskopie mit dem IDS (Image Disector Scanner) am 1.5m ESO-Teleskop durchgeführt. Tabelle 04 enthält das Beobachtungsjournal.

Beim IDS wird das Sternspektrum über einen Bildwandler verstärkt und an dessen Phosphorausgang mit einer bestimmten Schrittweite (Pixel) mit einem Vidicon in 2048 Punkten abgetastet. Eine genaue Beschreibung des IDS findet sich im ESO-Handbuch (ESO-Users Manual, 1981).

Datum	Überdecktes Zeit- interval (2444500 +)	Dispersion (Å/mm)	Anzahl der Spektren (20min Int.Zeit)
1980 Nov 30	74.566 - 74.719	39	8
1980 Dez 01	75.526 - 75.823	114	16
1980 Dez 02	76.533 - 76.684	114	9
1980 Dez 03	77.526 - 77.671	114	9

Tab. 04 Beobachtungsjournal Spektroskopie

Reduktion und Auswertung der Spektren erfolgten im ESO Hauptquartier in Garching bei München an einer HP-Rechenanlage mit dem dort zur Verfügung gestellten Programmpaket IHAP.

Da mit der Reduktion der Spektren auch nachträglich festgestellte Defekte des IDS eliminiert werden mussten, sei das angewandte Verfahren hier kurz skizziert.

Reduktion und Auswertung der Spektren

Zur Wellenlängenkalibrierung der Spektren wird mit dem IDS vor jedem Objektspektrum ein Helium-Argon Emissionslinienspektrum registriert, um somit die Zuordnungsfunktion zwischen Wellenlänge und Pixelnummer, die sog. Dispersionskurve, zu bestimmen. Abbildung 16 zeigt diese Kurve, erstellt aus unbehandelten He - Ar Spektren vom Dez 01.

Deutlich sind in der Kurve vier Diskontinuitäten erkennbar, die eine zuverlässige Wellenlängenkalibrierung unmöglich machen.

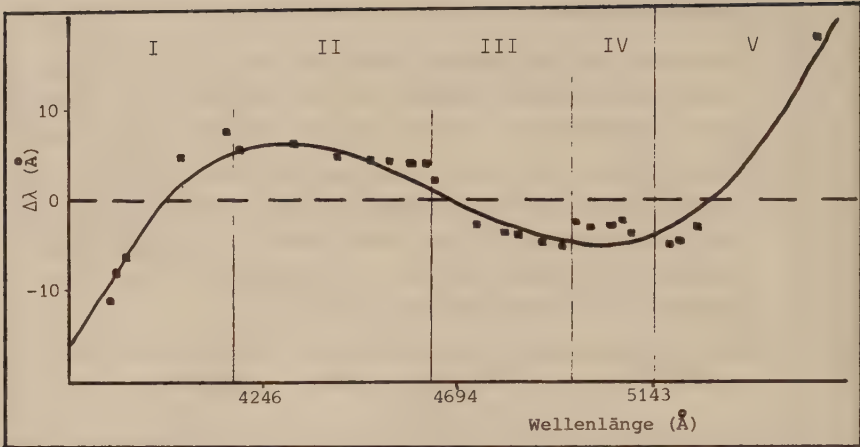


Abb. 16 TU Men 1980 Dez 01. Dispersionskurve am IDS (1.5m ESO-Teleskop)
Dispersion: 114 Å/mm

Dass es sich dabei um einen apparativen Effekt und nicht um Fehler bei der Linienidentifizierung im He - Ar Spektrum handelt, lässt sich eindeutig durch einen Vergleich mit der Dispersionskurve vom Nov 30 belegen (Abbildung 17). Denn obwohl hier mit einer anderen spektralen Auflösung gearbeitet worden ist, zeigt diese Kurve Sprünge für die gleichen Pixelnummern.

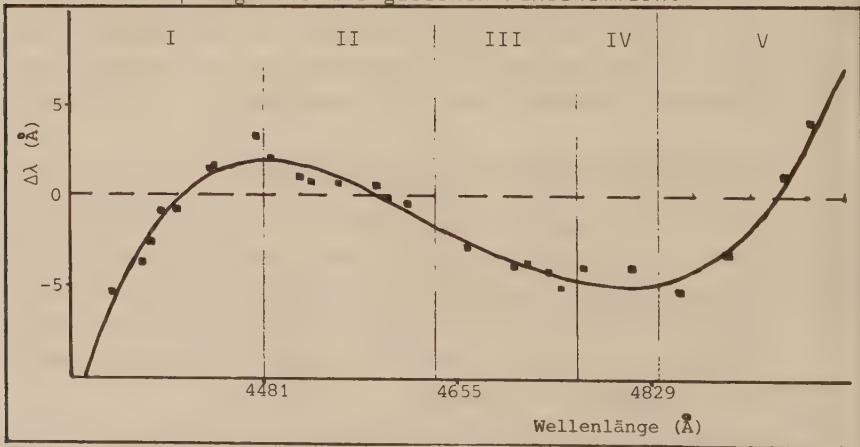


Abb. 17 TU Men 1980 Nov 30. Dispersionskurve am IDS (1.5m ESO-Teleskop)
Dispersion: 39 Å/mm

Zur Korrektur wurden die Rohdaten aller Spektren in einzelne Abschnitte I - V unterteilt. Anschliessend wurden diese Bereiche um die nötige Anzahl von Pixelnummern verschoben und wieder zusammengesetzt. Der Wert der jeweils erforderlichen Verschiebung ergab sich aus den Dispersionskurven der Rohdaten. Aus den so behandelten He - Ar Spektren wurde für jede Messnacht die Dispersionskurve bestimmt und zur Wellenlängenkalibrierung benutzt. Abbildung 18 zeigt diese Dispersionskurve für Dez 01.

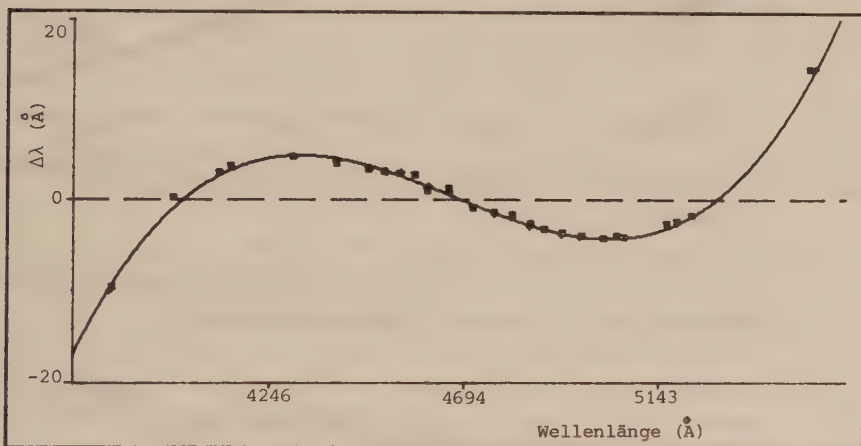


Abb. 18 TU Men 1980 Dez 01. Korrigierte Dispersionskurve am IDS.
[1.5m ESO - Teleskop) Dispersion: 114 Å/mm

Danach wurden alle Spektren einer Extinktionskorrektur unterzogen und auf absoluten Fluss kalibriert. Zu diesem Zweck ist in jeder Nacht ein Spektrum des weissen Zwerges 'Hiltner 600' registriert worden, für den der spektrale Fluss bekannt ist.

Zur Bestimmung von Radialgeschwindigkeiten wurde jedes Spektrum geglättet und die Dopplerverschiebung aller klar identifizierbaren Balmer-Absorptionslinien durch Angleichung eines Gauss - Profils gemessen.

In den Spektren mit geringerer Auflösung (Disp. $\approx$ 114 Å/mm) sind H_{β} und H_{δ} durch die aufgetretenen Diskontinuitäten beeinträchtigt. In H_{δ} ist zusätzlich noch eine Störung, vermutlich ein Pixeldefekt, erkennbar. (Siehe Abbildung 19).

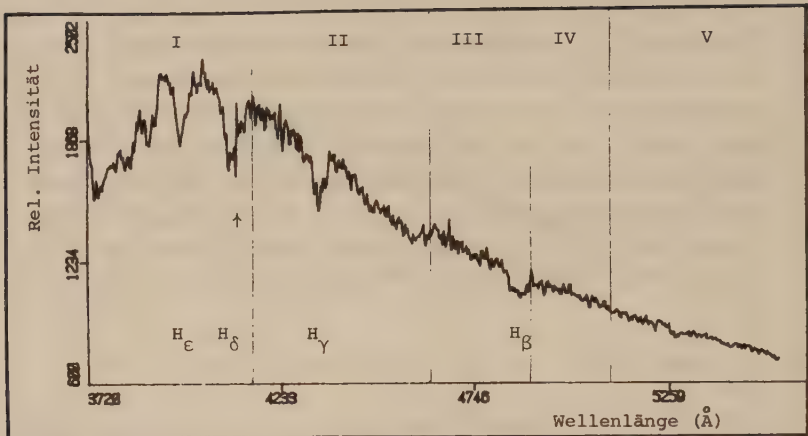


Abb. 19 TU Men: Summenspektrum der Beobachtung 1980 Dez 03.
Dispersion: 114 Å/mm

Die Auswirkung dieser Fehler auf die Radialgeschwindigkeitsmessungen wurde bestimmt, indem die Messwerte einer Spektrallinie für jede der vier Nächte einzeln gemittelt wurden und die Ergebnisse für H_β und H_δ mit denen der ungestörten Balmerlinien verglichen wurden. Tabelle 05 enthält die Resultate dieser Berechnungen.

Datum	v (km/s)					Δv (km/s)		γ
	H_β	H_γ	H_δ	H_ϵ	H_δ	ΔH_β	ΔH_δ	
1980 Nov 30	+770	-	-	-	-	?	-	?
1980 Dez 01	+170	-375	-110	-345	-390	-540	-250	-370
1980 Dez 02	+860	+235	+470	+250	-	-620	-240	+240
1980 Dez 03	+470	-270	-15	-250	-	-730	-245	-260

Tab. 05 Nächtlche Mittelwerte der Radialgeschwindigkeiten. Alle angegebenen Mittelwerte wurden bestimmt aus Messungen, die ein ganzzahliges Vielfaches der Bahnperiode p_0 überdeckten. Die Standardabweichung aller Werte ist grössenordnungsmässig $\sigma = \pm 50$ km/s

Inwieweit die Veränderlichkeit von $\Delta v(H_\beta)$ ebenfalls durch die Diskontinuität bei H_β bedingt wird oder reell ist, lässt sich ohne weitere Spektroskopie von TU Men nicht klären.

Die hochaufgelösten Spektren von TU Men der Beobachtung Nov 30 enthalten nur H_β als einzige registrierbare Spektrallinie. Der Einfluss der Diskontinuität IV/V auf H_β kann hier also nicht

auf die gleiche Art und Weise nachgeprüft werden. Vergleichsmessungen an 'Hiltner 600' sind wegen der, gegenüber TU Men, stark unterschiedlichen Linienbreite von H_{β} wenig sinnvoll (Abb. 20).

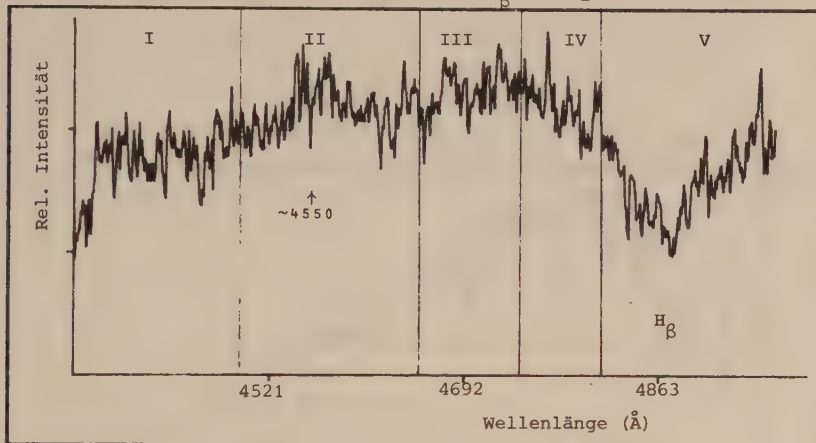


Abb. 20 a) TU Men: Summenspektrum der Beobachtung 1980 Nov 30.
Dispersion: 39 Å/mm

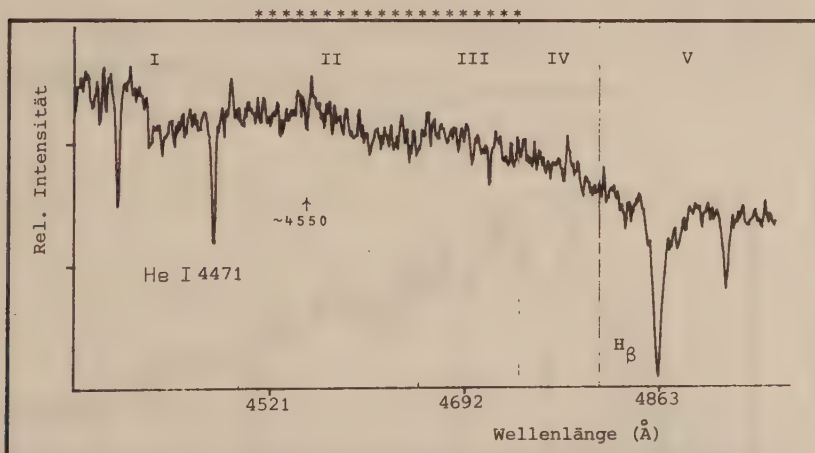


Abb. 20 b) Hiltner 600: Spektrum aus der Beobachtung 1980 Nov 30
Dispersion: 39 Å/mm

Betrachtet man Abbildung 20a, so entsteht der Eindruck, das Spektrum enthielte bei $\lambda \approx 4550 \text{ \AA}$ eine Emissionslinie mit einem tiefen Absorptionskern. Da das Spektrum von Hiltner 600 an der gleichen Stelle die gleiche Erscheinung zeigt, muss jedoch an-

genommen werden, dass es sich um einen weiteren Defekt des IDS handelt. (Siehe Abbildung 20b). Dies bestätigt sich insofern, als dieser Fehler, der bei den Spektren geringerer Dispersion H_γ betrifft, in dieser Linie eine Asymmetrie erzeugt, die an den anderen Balmerlinien nicht beobachtet wird. Dies trifft sowohl für TU Men (Abb. 21a), als auch für den Vergleichstern 'E' zu (Abb. 21b), während H_γ bei Hiltner 600 ungestört ist.

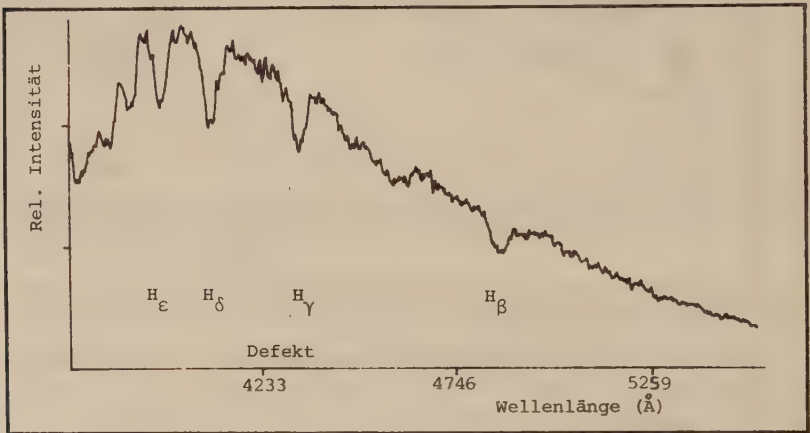


Abb. 21 a) TU Men: Summenspektrum aus allen Beobachtungen.
Dispersion: 114 Å/mm

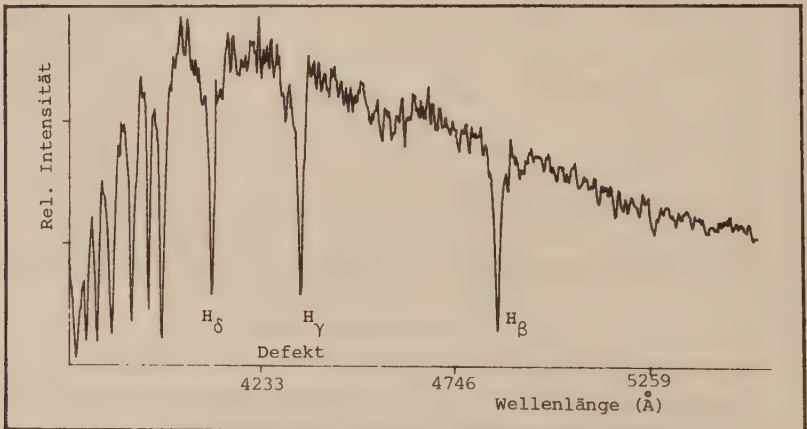


Abb. 21 b) Vergleichstern 'E': Summenspektrum aus allen Beobachtungen.
Dispersion: 114 Å/mm

Auf die Messung von Radialgeschwindigkeiten an H_γ scheint dieser Defekt nach Tabelle 05 jedoch keine messbare Auswirkung zu haben.

Systemgeschwindigkeit γ

Der Mittelwert der Radialgeschwindigkeiten ändert sich von Nacht zu Nacht (siehe Tabelle 05).

Möglicherweise wird hier die gleiche Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit beobachtet, die schon bei Z Cha (Vogt, 1982b) und WZ Sge (Gilliland und Kemper, 1980) während Superausbrüchen gefunden worden ist. Vogt interpretiert diese Variation in γ als Folge eines Schwebungsphänomens zwischen Bahnperiode p_0 und der Superhump-Periode p_s . Falls das auch auf TU Men zutrifft, so kann man aus den 3 bzw. 4 Werten für γ bzw. $v_{H\beta}$ aus Tabelle 05 die Schwebungs-Periode p_b grob zu

$$p_b \approx 2d$$

abschätzen (siehe auch Abbildung 22). Bemerkenswerterweise erhält man hier das gleiche Ergebnis wie für die Periode der Amplitudenschwankungen der Superhumps in den photometrischen Daten.

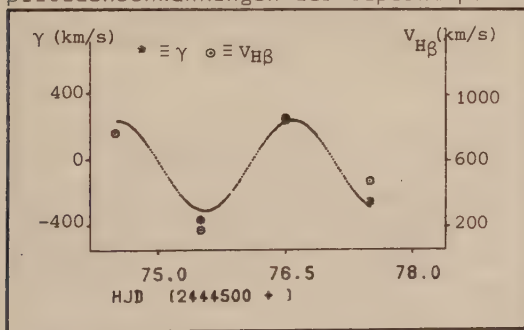


Abb. 22 Beobachtete Systemgeschwindigkeiten von TU Men entsprechend Tabelle 05. (* $\equiv$ Mittelwert aus H_γ , H_δ , H_ϵ . o $\equiv$ Radialgeschwindigkeit von H_β). Ebenfalls dargestellt ist eine Sinuskurve mit der Periode $p \approx 2d$ und der Amplitude ~ 280 km/s.

Bahnperiode p_0

Wegen des geringen Signal-Rausch Verhältnisses der Messungen in der Nacht 1980 Nov 30, wurde die Bahnperiode ausschliesslich aus den Spektren mit der Dispersion 114 Å/mm bestimmt. In jedem Spektrum wurde dazu die mittlere Dopplerverschiebung relativ zur jeweiligen Systemgeschwindigkeit γ berechnet und eine Sinuskurve nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Messwerte angeglichen. Die Standardabweichung wird minimal für die Periode

$$p_0 = 2.82 \text{ h} \\ \pm 4$$

Die Ephemeride für die obere Konjunktion ergibt sich zu

$$(04) \quad \text{HJD (ob.Konj.)} = 2\,444\,574.561 + .1176 E \\ \pm 7 \quad \pm 18$$

Als Amplitude der Radialgeschwindigkeitskurve ergibt sich

$$K_1 \approx 150 \text{ km/s}$$

Abbildung 23 zeigt die Radialgeschwindigkeiten aufgetragen gegen die Phase der Bahn entsprechend der Ephemeride (04) zusammen mit einer Sinuskurve der Amplitude 150 km/s.

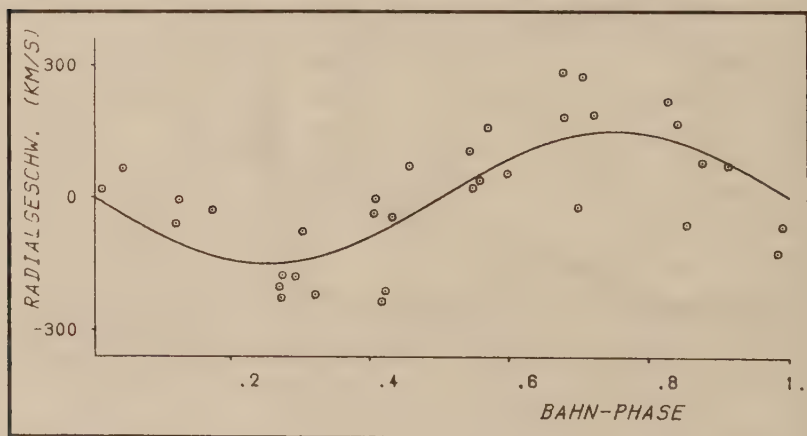


Abb. 23 Radialgeschwindigkeitskurve von TU Men während des Superausbruchs Nov./Dez. 1980. Ebenfalls dargestellt ist eine Sinuskurve mit der Periode p_0 und der Amplitude 150 km/s.

Linienidentifizierung

Wie bei allen Zwergnovae ist das Ausbruchsspektrum von TU Men geprägt durch sehr breite Balmer - Absorptionslinien. Als Entstehungsort dieser Linien wird allgemein die Akkretionsscheibe angesehen, die im Ausbruch bis auf die Oberfläche des weissen Zwerges hinabreicht; die Verbreiterung entsteht nach gängiger Meinung durch Rotation (Warner 1976, Whelan et al. 1979, Mayo et al. 1980). In Abbildung 24 ist die Summe aller registrierten Spektren (Dispersion 114 Å/mm), korrigiert auf konstante Systemgeschwindigkeit γ dargestellt. Die Figur zeigt den Quotienten aus Summenspektrum und dem Kontinuumsverlauf, der mittels Spline-Funktionen bestimmt worden ist.

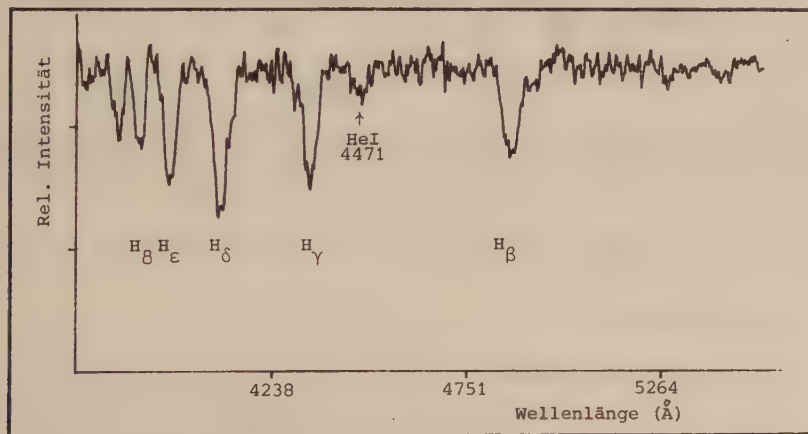


Abb. 24 TU Men: Summenspektrum aus allen Beobachtungen während des Superausbruchs Nov./Dez. 1980. Dispersion: 114 Å/mm. Dargestellt ist der Quotient aus den Messwerten und dem geglätteten Kontinuumsverlauf.

Die Balmerreihe, die im Summenspektrum bis zu H γ erkennbar ist, lässt sich in den Einzelspektren meist bis H ϵ , in manchen Fällen bis H δ , - hauptsächlich in der Nacht 1980 Dez 01 -, verfolgen.

Als einzige Spektrallinie eines anderen Elements, ausser Wasserstoff, ist in Bild 24 He I 4471 identifizierbar. Das Auftreten dieser schwachen und ebenfalls sehr breiten Absorptionslinie ist von der Phase der Bahnbewegung abhängig. Für die Abbildung 25 wurde die Umlaufbahn in 7 Phasenabschnitte unterteilt und alle

Einzelspektren auf $\gamma = \text{const}$ korrigiert und phasengerecht überlagert. Es zeigt sich, dass die Absorption bei $\lambda = 4471 \text{ \AA}$ im Phasenbereich $\phi_0 = 0.2 - 0.6$ stärker ausgeprägt ist als zu den anderen Phasen.

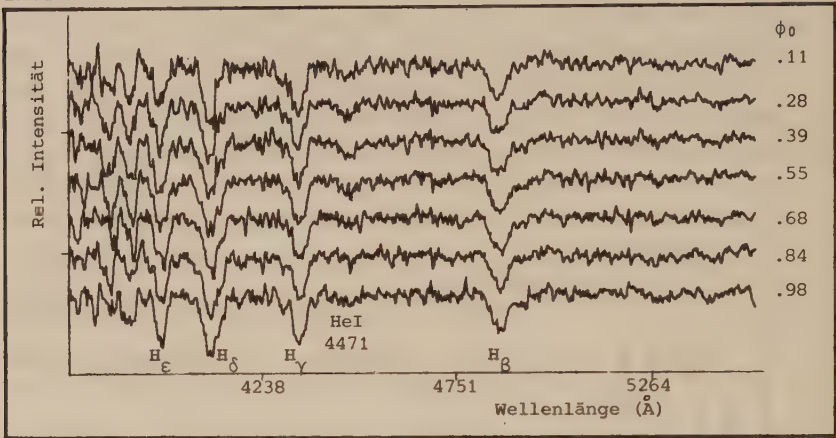


Abb. 25 TU Men: Summenspektren in Abhängigkeit von der Phase des Bahn-
umlaufs. Dispersion: $114 \text{ \AA/mm}$. Darstellung wie in Abb. 24

In den hochaufgelösten Spektren ist He I 4471 nicht erkennbar.

Linienbreite v_d

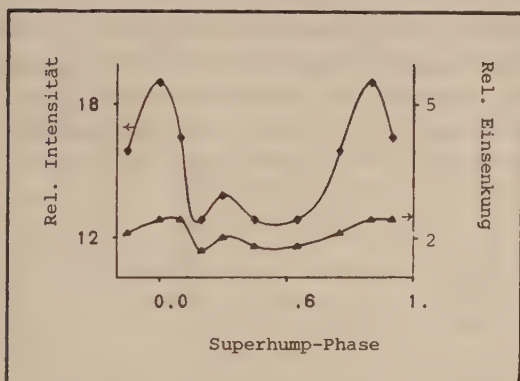
Wegen der beschriebenen Diskontinuitäten und Defekte in den Absorptionen H_β , H_γ , H_δ und wegen der gegenseitigen Überlagerung von H_ϵ , H_δ und H_γ , lässt sich die totale Breite v_d der Balmerlinien nur abschätzen. Gemittelt über alle Einzelmessungen an H_β , H_γ , H_δ ergibt sich:

$$v_d = 5500 \pm 500 \text{ km/s} \quad (\text{Fehler geschätzt})$$

Lichtkurve aus Kontinuum und Linien

Obwohl sämtliche Spektren auf absoluten Fluss reduziert worden sind, zeigten Kontrollen an Hiltner 600 und am Vergleichstern E dass deren Strahlungswerte nicht innerhalb der Fehlergrenzen reproduzierbar sind. Die Ursache für das Versagen der Fluss-Eichung ist vermutlich die Tatsache, dass zur Spektroskopie schwacher Objekte ein Spektrographenspalt benutzt werden muss, dessen

Öffnung kleiner als das Seeingscheibchen sein muss. Dadurch wird die Intensität abhängig von Seeing, Zenithdistanz und von der Nachführgenauigkeit. Im folgenden werden daher relative Intensitäten betrachtet. Gemessen wurden für alle Spektren mit der Dispersion $114 \text{ \AA/mm}$ die Intensitäten bei H_β , H_γ , H_δ und zwar jeweils im Zentrum die Linie selbst und ein interpolierter Kontinuumswert. Es ergab sich eine deutliche Abhängigkeit der Messwerte von der Phase der Superhump-Periode p_s . In Abbildung 26 ist die gemittelte Lichtkurve für H_γ , stellvertretend auch für H_β und H_δ , die das gleiche Verhalten zeigen, dargestellt.



bb. 26 Strahlungsfluss und Linieneinsenkung bei H_γ in Abhängigkeit von der Superhump-Phase

Die schwache Modulation der Linieneinsenkung in Abhängigkeit der Superhump-Phase, die in der Abbildung 26 erkennbar ist, konnte durch Messungen der Äquivalentbreiten der Linien nicht bestätigt werden. Der Grund hierfür dürfte in der Tatsache liegen, dass keine der drei verwendeten Linien (H_β , H_γ , H_δ) ungestört ist.

Die Diskontinuität des Phasendiagramms bei Phase 0.2 kommt dadurch zustande, dass Start und Ende jeder Messung mit unterschiedlichen Intensitätswerten in diesen Bereich fallen.

Wegen der Diskontinuitäten und Defekte des IDS, die Messungen an allen deutlichen Spektrallinien (H_β , H_γ , H_δ) mehr oder weniger stark beeinträchtigen, wird davon abgesehen Äquivalentbreiten, Linienprofile und Linienstrukturen zu betrachten.

Resultate aus simultanen photometrischen und spektroskopischen Beobachtungen

Schwebungsperiode aus p_o und p_s

Aus der Bahnperiode $p_o = {}^d1176$ und der photometrisch bestimmten Superhump-Periode $p_s \approx {}^d1247$ für $E = 81 - 120$ errechnet sich für die Schwebungsperiode p_b

$$(1/p_o - 1/p_s)^{-1} = p_b \approx 2{}^d07$$

Die Änderung der Superhumpamplituden und der Systemgeschwindigkeit γ mit einer Periode von je ungefähr 2 Tagen ist demnach tatsächlich als eine Art Schwebungsphänomen zwischen p_o und p_s zu interpretieren. Abbildung 27 zeigt nochmals beide beobachteten Variationen aus Photometrie und Spektroskopie zusammen mit je einer angepassten Sinuskurve (Periode: $2{}^d07$, Amplitude: $\Delta\gamma \approx 280$ km/s bzw. $\Delta m \approx {}^m02$).

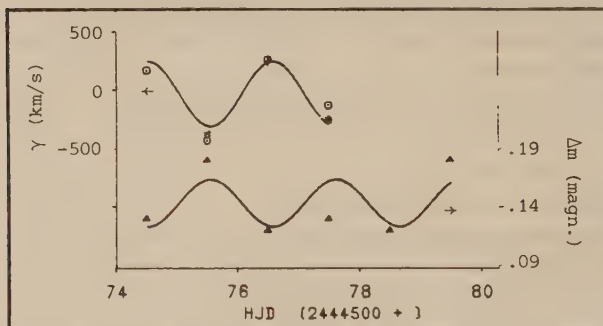


Abb. 27 Beobachtete Amplitudenänderung der Superhumps und Variation der Systemgeschwindigkeit γ bei TU Men während des Superausbruchs.

Bahn-Superhumps

Bei VW Hyi und OY Car, deren Lichtkurven im Minimumzustand einen Bahnump zeigen, beobachtet man am Ende eines Superausbruchs bei bereits stark verringerter Systemhelligkeit eine Überlagerung dieses wiederkehrenden 'normalen' Humps mit den Superhumps. Es liegt daher nahe, die Amplitudenänderungen in den Superhumps bei TU Men ebenfalls mit dem Vorhandensein eines Bahnumps in den Lichtkurven zu erklären. Die Phasenlage des Maximums $E = 89$, bezogen auf die spektroskopische Ephemeride (04), schliesst jedoch die Beteiligung eines normalen Bahnumps aus. $E = 89$ ist die Überlagerung beider Humpstrukturen, muss also auch in etwa als Zeitpunkt der maximalen Helligkeit des Bahnumps gewertet werden. Im Phasendiagramm der spektroskopischen Periode befindet sich dieser Zeitpunkt bei $\phi_0 \approx .35$. Das Maximum des normalen Bahnumps dagegen sollte im Phasenbereich um $\phi_0 \approx .8$ liegen. (Siehe Abbildung 28). D.h. die Helligkeitsschwankung, die zusammen mit dem Superhump die Schwebung in der Lichtkurve verursacht, ist zwar periodisch in p_0 , aber gegenüber einem Bahnump, wie man ihn für einen normalen cataclysmischen Veränderlichen erwarten würde, um ca. $0.55 p_0$ phasenverschoben.

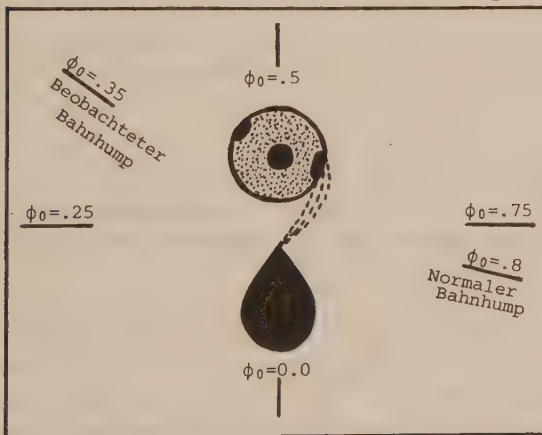


Abb. 28 Phasenlage des beobachteten Bahn-Superhumps bezüglich der Bahn-Ephemeride (04)

Gekoppelt mit diesem Bahn-Superhump, wie dieser phasenverschobene Bahnump im weiteren bezeichnet werden soll, ist offenbar

die He I 4471 Absorption, die am deutlichsten im Phasenbereich zwischen $\phi_0 = 0.2 - 0.6$ hervortritt, mit einem Maximum zwischen $\phi_0 = 0.3 - 0.5$ (siehe Abbildung 25).

An dieser Stelle muss darauf aufmerksam gemacht werden, dass für OY Car (Vogt, 1982a) und WZ Sge (Patterson et al., 1981) bereits solche Bahn-Superhumps explizit beobachtet worden sind. In beiden Fällen war die Ausbruchslichtkurve zunächst geprägt von humpähnlichen Helligkeitsmaxima, die jeweils mit der Bahnperiode wiederkehrten und gegenüber dem im Minimum sichtbaren Bahnhump phasenverschoben waren. Erst nach einigen Tagen entwickelte sich dann der übliche Superhump mit $p_s \neq p_o$.

Möglicherweise ist bei TU Men ein Teil dieser Übergangsphase noch photometrisch gemessen worden. Abbildung 29 zeigt nochmals die Lichtkurve von der Beobachtung 1980 Nov 20 mit den Superhumps $E = 0, 1, 2$.

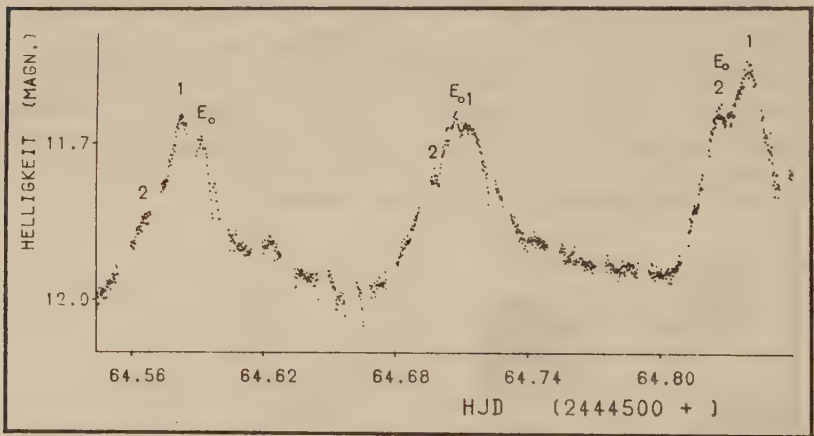


Abb. 29 Lichtkurve von TU Men. Datum: 1980 Nov 20

Neben den Strukturen, die zur Ausbildung der bereits beschriebenen Primär- und Sekundärmaxima führen, finden sich in diesen drei Superhumps Anhaltspunkte für Überreste eines zuvor vorhandenen Bahn-Superhumps. Eine lineare Ausgleichsrechnung in die in Abbildung 29 mit E_0 markierten Zeitpunkte und in die Zeiten der Überlagerung zwischen Superhump und Bahnhump, hat die Bahn-

periode zum Resultat:

$$(05) \quad HJD(E_0) = 2\,444\,564.5916 \pm 24 + .11761 E_0 \pm 3 \quad \sigma = 3.6 \times 10^{-3} d$$

Da es sich bei der Ephemeride (05) wegen der geringen Anzahl der Messwerte nur um eine Abschätzung handeln kann, wurde darauf verzichtet, bei der Bestimmung der Zeitpunkte für E_0 aus Abbildung 29 die Fehler, die durch die Überlagerung der einzelnen Humpstrukturen (' E_0 , 1, 2' in Abb. 29) entstehen, zu berücksichtigen.

Es fällt auf, dass zu den Zeiten, zu denen der Bahn-Superhump ausserhalb des Superhumps erwartet wird, meist keine Struktur in der Lichtkurve vorhanden ist, mit der er identifiziert werden könnte. Aus der maximalen Variation der Superhumpamplitude errechnet man eine Amplitude des Bahn-Superhumps von $\Delta m \approx .03-.04$ für $E \geq 81$, vorausgesetzt beide Humpstrukturen überlagern sich additiv. Helligkeitsänderungen mit dieser Amplitude wären aber in der Lichtkurve gut messbar (Streuung der Messwerte: $\sigma \approx .01$). Eine mögliche Schlussfolgerung aus dem Fehlen des Bahn-Superhumps ausserhalb des Superhumps ist, dass die Überlagerung nicht additiv ist, sondern auf andere Weise erfolgt. Rein phänomenologisch wäre z.B. eine Art 'Fensterfunktion' vorstellbar, die in p_s periodisch ist: Innerhalb des 'Fensters' haben die Helligkeitsänderungen der Bahn-Superhumps eine grosse Amplitude und erzeugen so die beobachteten Strukturen in den Superhumps $E = 0, 1, 2$ (E_0 in Abb. 29) bzw. die Variation der Superhumpamplituden für $E \geq 81$. Ausserhalb des 'Fensters' dagegen verringert sich die Amplitude soweit, dass die Bahn-Superhumps nicht mehr nachgewiesen werden können. Auf diese Weise könnte auch das Verhalten des Primärhumps bei $E = 1 - 24$ erklärt werden: Diese Struktur durchläuft während der Superhumps $E = 1 - 16$ das 'Fenster' und befindet sich bei $E = 24$ bereits ausserhalb davon und ist deshalb nicht mehr sichtbar.

Die Ephemeride (05) unterstützt zwar die These, dass bei $E = 0, 1, 2$ ein Bahn-Superhump sichtbar ist, der anschliessend verloren geht, die Messungen reichen aber nicht aus, um verlässliche Aussagen zu machen. Insbesondere ist eine genauere Bestimmung der Bahnperiode aus den photometrischen Messungen nicht möglich.

Zusammenfassung der Resultate

Als Abschluss dieses Kapitels werden nochmals die wichtigsten Resultate aus Photometrie und Spektroskopie zusammengestellt:

- Bahnperiode: $p_o \approx d.1176 = 2^h49^m$
- Superhump-Periode: $p_s \approx d.126 = 3^h02^m$ (E = 0 - 57)
 $p_s \approx d.1247 = 2^h59^m$ (E = 81 - 120)
- Die Systemgeschwindigkeit γ und die Superhumpamplituden variieren mit der Periode $p_b \approx 2^d$, der Schwebungsperiode aus p_o und p_s
- Die Farbkurven zeigen blaue Extrema bei $\phi_s \approx .95$
- Die photometrischen Daten enthalten eine Oszillation der Periode $p \approx 30$ min, der 6. Harmonischen der Superhump-Periode, mit signifikanter Amplitude.
- Es existiert ein Bahn-Superhump, der gegenüber dem Bahn-hump um ca. $0.5p_o$ phasenverschoben ist.
- Die Amplitude der Radialgeschwindigkeitskurve beträgt
 $K_1 \approx 150$ km/s
- Das Ausbruchsspektrum ist gekennzeichnet durch stark rotationsverbreiterte Balmerabsorptionslinien.
(Totale Linienbreite: $v_d \approx 5500$ km/s)
- Die HeI 4471 Absorption tritt am deutlichsten bei $\phi_0 \approx .4$ hervor.

TU Men als Mitglied der SU UMa - Sternklasse

Die $p_o \leftrightarrow p_s$ Beziehung

Als eines der wichtigsten Resultate im Rahmen dieser Arbeit muss der Wert der Bahnperiode p_o angesehen werden. Mit $p_o \approx 2^h 50^m$ liegt er jenseits der Lücke zwischen 2^h und 3^h , die die ultra-kurzen cataclysmischen Doppelsterne (UCDS) von den anderen cataclysmischen Veränderlichen (CV) abtrennt. Die These, das SU UMa Phänomen beschränke sich auf Objekte der UCDS (Vogt, 1982a) ist damit nicht länger haltbar. Der Wertebereich der Bahnperioden von SU UMa Sternen wurde also entscheidend vergrössert.

Eine Erweiterung zu kürzeren Perioden hin erfuhr die Sternklasse mit WZ Sge, einem ebenfalls jungen Mitglied der SU UMa Gruppe. WZ Sge galt früher als rekurrierende Nova, Beobachtungen während des letzten Ausbruchs dieses Systems (z.B. Patterson et al., 1981 und Gilliland et al., 1980) ergaben jedoch eine Reihe von Parallelen zu den Zwergnovae, speziell zu den SU UMa Sternen. WZ Sge ist zwar insofern ein etwas untypischer Vertreter der Gruppe, als bei diesem System bislang keine normalen Ausbrüche beobachtet werden konnten und der Zyklus der Superausbrüche mit $C_s = 32.5$ Jahren extrem lang ist, vor allem der Nachweis von Superhumps mit $p_s \approx 1.008 p_o$ lassen jedoch wenig Zweifel an der Zugehörigkeit.

Mit TU Men und WZ Sge gelten derzeit 12 Sterne als SU UMa Objekte. Tabelle 06 ist grösstenteils aus Vogt (1982a, Tabelle 9) übernommen und um die beobachteten Grössen für TU Men und WZ Sge ergänzt worden.

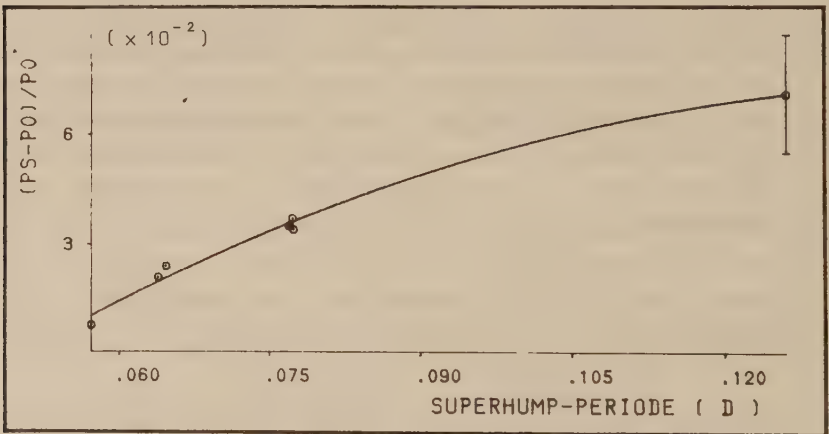
Aus den Daten in Tabelle 06 für die insgesamt 7 Objekte mit bekannter Bahn- und Superhump-Periode lassen sich zwei wichtige Feststellungen treffen: Zum einen gilt für diese 7 SU UMa Sterne ohne Ausnahme

$$p_s > p_o$$

Vermutlich handelt es sich hier um ein weiteres Charakteristikum des gesamten Sterntyps. Zum zweiten bemerkt man ein Anwachsen der relativen Periodendifferenz mit der Periode p_o . Abbildung 30 zeigt eine graphische Darstellung dieser Relation.

Name	Bahn- periode	Superhump- Periode	Mittl. Zeitintervall zwischen Ausbrüchen		
	p_0 (d)	p_s (d)	$\dot{p}_s$	normal C_n (d)	super C_s (d)
WZ Sge	0.05669	0.05714	0	?	12960
SU UMa	?	?	?	13.2	180
V436 Cen	0.06250	0.06383	≥ 0	164	300
OY Car	0.06312	0.06463	≥ 0	152	318
EK TrA	?	0.06492	?	231	487
AY Lyr	?	0.07552	0?	23.7	205
VW Hyi	0.07427	0.0769	< 0	27.3	179
Z Cha	0.07449	0.07725	?	82.4	276
WX Hyi	0.07481	0.07735	0	13.7	142
CU Vel	?	0.0799	?	164.7	389
YZ Cnc	?	0.09204	< 0	10.3	134
TU Men	0.1176	0.126	< 0	37	195

- ab. 06 Grundparameter der SU UMa Sterne.
Die Daten für TU Men stammen aus dieser Arbeit, die für WZ Sge aus Patterson et al., 1981. Alle übrigen Werte wurden aus Vogt, 1982a übernommen.



- bb. 30 Beobachtete Relation zwischen Bahnperiode p_0 und Superhump-Periode p_s bei SU UMa Sternen

Die beobachteten Werte passen sich gut einer Ausgleichsparabel an, die ebenfalls in Abbildung 30 dargestellt ist.

$$(06) \quad (p_s - p_o)/p_o = \frac{-9.8 \times 10^{-2}}{\pm 1} + \frac{2.4}{\pm 2} p_s - \frac{8}{\pm 2} p_s^2$$

Die Signifikanz der Anpassung ist freilich wegen der geringen Wertezahl nicht sehr gross. Auch ist der Fehler des Messpunktes für TU Men wegen der Ungenauigkeit der Bahnperiode und der Veränderlichkeit der Superhump-Periode sehr gross; er wurde für Abbildung 30 aus den Extremwerten für p_s bzw. dem Fehler für p_o abgeschätzt.

Die abgeleitete Beziehung ermöglicht die Berechnung der Bahnperiode bei bekannter Superhump-Periode p_s . Tabelle 07 enthält die Resultate dieser Berechnung für die 4 SU UMa Objekte, deren Bahnperiode bislang nicht beobachtet werden konnte.

Name	p_s (d) (beobachtet)	p_o (d) (berechnet)
EK TrA	0.06492	0.0636
AY Lyr	0.07552	0.0730
CU Vel	0.07990	0.0769
YZ Cnc	0.09204	0.0876

Tab. 07 Bahnperioden p_o , berechnet nach (06) für SU UMa Objekte mit unbeobachteten p_o . (Siehe Tabelle 06).

Sollte sich der Wert der Bahnperiode für YZ Cnc mit $p_o \approx 2^h 10^m$ bestätigen, so würde besagte Periodenlücke der cataclysmischen Veränderlichen von bislang ca. 70 min (AN UMa: $p_o = 1^h 55^m$ bzw. AM Her: $p_o = 3^h 05^m$) auf nunmehr ca. 40 min (TU Men und YZ Cnc) entscheidend schrumpfen.

Massen und Bahnneigung

Die direkte Bestimmung von Systemparametern wie Massen und Bahnneigung ist nur möglich bei Doppelsternen, die Bedeckungen zeigen und in deren Spektrum die RG - Kurve beider Komponenten messbar ist. Die speziellen Eigenschaften, die man nach der allgemeinen Modellvorstellung den CV zuschreibt, ermöglichen jedoch

auch für Systeme, die obige Bedingungen nur teilweise erfüllen, eine Abschätzung der gesuchten System - Parameter.

Ein Ausgangspunkt ist das 3.Keplergesetz, und zwar sowohl für die Bahnbewegung

$$(07) \quad M_1 + M_2 = 4\pi^2 G^{-1} \cdot A^3 p_0^{-2} \quad (A \equiv \text{Abstand der Massenzentren } M_1, M_2)$$

als auch für die Akkretionsscheibe, in der man einzelne Teilchen auf Keplerbahnen annimmt:

$$(07') \quad M_1 = 4\pi^2 G^{-1} \cdot r_1^3 p_1^{-2} \quad (r_1 \equiv \text{Abstand eines Teilchens von } M_1, \text{ das mit } p_1 \text{ umläuft})$$

Eine Kombination aus (07) und (07') liefert sofort:

$$(08) \quad K_1^2 / v_d^2 = (r_1/A) \cdot (q(q+1))^{-1} \quad \begin{aligned} (q &\equiv M_1/M_2) \\ (K_1 &\equiv \text{Amplitude der RG - Kurve}) \\ (v_d &\equiv v_1 \sin i) \end{aligned}$$

Des weiteren gibt die spezielle Roche - Geometrie eine Beziehung zwischen dem Massenverhältnis q und R_2 an, wobei R_2 dem Radius einer Kugel mit dem gleichen Volumen wie dem Roche - Volumen der Sekundärkomponente entspricht. (Paczynski, 1971).

$$(09) \quad \begin{aligned} a) \quad R_2/A &= .38 - .2 \log q \quad \equiv f(q) & 2 \geq q \geq 0.05 \\ b) \quad R_2/A &= .462 \cdot (1+q)^{-1/3} \quad \equiv f(q) & q > 2 \end{aligned}$$

Aus (07) und (09) folgt

$$(10) \quad M_2 = 4\pi^2 G^{-1} \cdot p_0^{-2} \cdot (1+q)^{-1} \cdot R_2^3 / \{f(q)\}^3$$

Unter der Annahme, dass die Sekundärkomponente auf der unteren Hauptreihe liegt und der Masse - Radius Beziehung nach Copeland et al. (1970)

$$(11) \quad R/R_\odot = .959 M_2/M_\odot$$

gehört, vereinfacht sich (10) für $q > 2$ zu

$$(10') \quad M_2 \approx 2.75 \cdot p_0 \quad (p_0 \text{ in Tagen})$$

Unabhängige Massenbestimmungen an CV rechtfertigen sowohl die Annahme eines Hauptreihensterns, als auch $q > 2$ im wesentlichen. Wenn auch die exakte Formulierung von (11) umstritten ist (Ritter, 1980a), so bestätigen diese Massenbestimmungen doch, dass mit Gleichung (10') die Masse M_2 zumindest abgeschätzt werden kann.

Eine andere Methode, die zuerst von Robinson (1976b) angegeben worden ist, verlangt die Kenntnis der Bahnneigung i , um aus (10), ebenfalls unter Annahme von (11), und der Massenfunktion

$$(12) \quad M_2 \sin^3 i / (1+q)^{+2} = (2\pi G)^{-1} \cdot p_0 \cdot K_1^3$$

die beiden Unbekannten q und M_2 zu bestimmen.

Warner (1973) benutzt Gleichung (08) und eine Modifikation von (09), und zwar den Abstand a_L des Lagrange-Punktes L_1 vom Massenschwerpunkt als Funktion von q

$$(13) \quad a_L/A = .5 + .227 \log q \equiv f'(q)$$

für seine Methode, allein aus den Spektren das Massenverhältnis q zu berechnen. Dabei wird angenommen, dass der Bahndrehimpuls eines Teilchens, das L_1 verlässt und in der Akkretionsscheibe umzulaufen beginnt, bezüglich der Primärkomponente erhalten bleibt:

$$(14) \quad v_1 \cdot r_1 = f'(q) \cdot A \cdot K_f \quad (K_f = \frac{2\pi f' A}{p_0})$$

Aus (08), (13) und (14) folgt somit

$$(15) \quad K/v_1 = K_1/v_d = (f'(q))^2 \cdot q^{-1}$$

Kritisiert wurden hauptsächlich die Annahme eines Hauptreihensterns als zweite Komponente und die Masse - Radius Beziehung bei der Methode von Robinson, sowie Warners ungestörte Einteilchen-Bahnen (07') in der Akkretionsscheibe. Darüberhinaus ist es fraglich, ob die Messung des zur Lösung von (15) notwendigen Wertes für v_d aus den Spektren möglich ist (Ritter, 1976).

Von der Annahme eines weissen Zwerges als Primärstern geht eine Methode zur Massenbestimmung von Schoembs und Vogt (1981) aus. Danach wird zusammen mit A aus (07) für r_1 in (08) die Masse-Radius Beziehung für weisse Zwerge $r_w(M_1)$ eingesetzt. ($r_w(M_1)$ aus Kippenhahn und Thomas, 1965). Damit folgt dann

$$16) \quad (K_1/v_d)^2 \cdot (p_0/2\pi)^{2/3} \cdot G^{1/3} = (r_w(M_1)/\beta) \cdot (1+q)^{-4/3} \cdot q^{-2/3} \cdot M_1^{-1/3}$$

Darin ist β ein Parameter, der die Geschwindigkeit v_d der Materie am inneren Rand der Akkretionsscheibe in Abhängigkeit vom Abstand zur Oberfläche des weissen Zwerges setzt. (Für eine Keplerbahn unmittelbar an der Oberfläche des Primärsterns gilt: $\beta = 1$. Eine eingehende Beschreibung findet sich in Schoembs und Vogt, 1981). Die Geschwindigkeit v_d wird bestimmt in den Spektren aus der halben totalen Linienbreite.

Da die rechte Seite von (16) neben dem Parameter β mit M_1 und q zwei weitere Unbekannte enthält, ist eine explizite Massenbestimmung, z.B. für TU Men, nach (16) nicht möglich. In Verbindung mit den anderen beschriebenen Methoden und unter Verwendung zusätzlicher Information lässt sich jedoch der mögliche Wertebereich für die Systemmassen und für die Bahnneigung i jeweils entscheidend eingengen.

Abbildung 31 gibt eine graphische Darstellung der Gleichung (16), angewandt auf die Beobachtungsergebnisse für TU Men für verschiedene Werte des Parameters β (durchgezogene Kurven). Ausserdem ist die Massenfunktion (12) in Abhängigkeit von der Bahnneigung i gezeigt (gepunktete Kurven). Beziehung (10'), die Annahme eines Hauptreihen - Sekundärsterns, ergibt in der Zeichnung eine Gerade und schliesslich begrenzt die Chandrasekhar-Grenze mit $M_1 = 1.44 M_\odot$ den Wertebereich für M_1 nach oben hin durch eine waagrechte Linie.

Einem neueren Modell zufolge (Meyer et al. 1981) reicht die Akkretionsscheibe im Ausbruch wesentlich weiter zur Oberfläche des weissen Zwerges hinunter als im Minimumszustand, während dessen sie einen mehr oder weniger schmalen Ring um M_1 bildet. Bestätigt wird dies unter anderem durch eine Analyse von Bedeckungslichtkurven von OY Car im Anstieg zu einem Ausbruch (Vogt, 1982a)

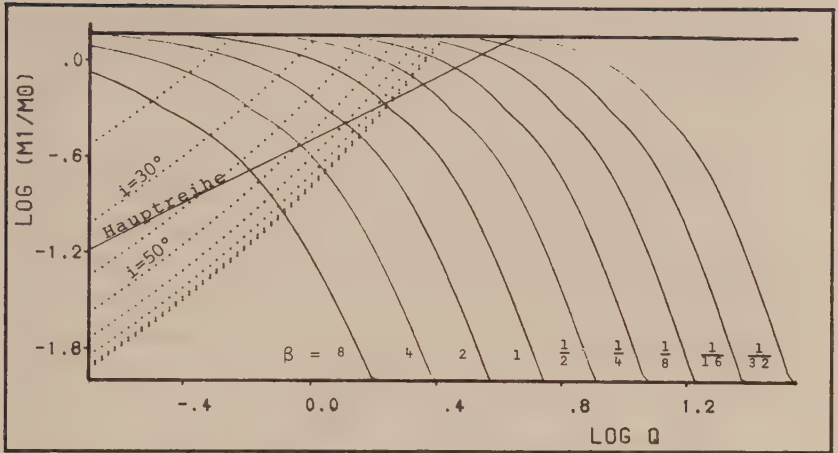


Abb. 31 Massendiagramm für TU Men während des Superausbruchs Nov/Dez 1980. Beschreibung im Text

und durch Minimums- bzw. Ausbruchsspektren von VW Hyi aus denen Schoembs und Vogt (1981) an Hand ähnlicher Diagramme wie Abb. 31 entsprechend $\beta \approx 0.08$ bzw. $\beta \approx 0.85$ abschätzten.

Danach darf für TU Men im Ausbruchsstadium

$$(17) \quad \beta \approx 1$$

als Ausgangspunkt einer realistischen Abschätzung angesehen werden. Nimmt man an, dass die Sekundärkomponente einem Hauptreihenstern ähnlich ist, so wird man die Lösung der Gleichung (16) im Diagramm in der Nähe der Beziehung (10') suchen. Aus dem Schnittpunkt dieser Linie und der Kurve (16) mit $\beta = 1.0$ ergeben sich folgende Werte für q und M_1 :

$$(18) \quad q \approx 1.7 \quad M_1 \approx .56 M_{\odot}$$

Aus der Position dieser Lösung bezüglich den Kurven der Massenfunktion (12) ergibt sich damit eine Bahnneigung von

$$(19) \quad i \approx 77^{\circ}$$

Im folgenden soll nun geprüft werden, inwieweit die Abschätzung (17), (18), (19) und die Annahmen, auf die sie basieren, realistisch sind.

Die spezielle Roche - Geometrie der cataclysmischen Doppelsterne sagt für eine Bahnneigung $i \geq 70^\circ$ Bedeckungslichtkurven voraus. Bei TU Men mit $i \approx 77^\circ$ aus (19) ist dies jedoch nicht der Fall. Es besteht die Möglichkeit, dass es sich bei TU Men um ein ähnliches System wie U Gem handelt, dessen Bedeckungen aus den Minimums-Lichtkurven im Ausbruch verschwinden (Krzeminski, 1965). Wahrscheinlicher ist jedoch, dass TU Men keinerlei Bedeckungen zeigt und $i \approx 77^\circ$ zu gross abgeschätzt ist. Der Grund hierfür ist dass die Messungenauigkeit von K_1 in (12) mit der 3. Potenz eingeht. Wie auch aus Abbildung 31 hervorgeht, bedeutet dies gerade in dem vermuteten Wertebereich für M_1 und q , dass geringfügige Veränderungen grosse Unterschiede in der Lösung für i ergeben.

Andererseits erwartet man eine hohe Bahnneigung bei TU Men auf Grund der Existenz eines Bahn-Superhumps in den Lichtkurven. Bahn-Superhumps oder eine Überlagerung von Bahn- und Superhump wurden bislang nur bei Systemen mit hoher Bahnneigung i beobachtet. (VW Hyi: $i \approx 60^\circ$; OY Car: $i \approx 80^\circ$; WZ Sge: $i \approx 70^\circ$). Man wird daher für TU Men eine Bahnneigung von

$$i \approx 65^\circ \pm 5^\circ$$

als realistisch annehmen können. Dies liesse sich bestätigen durch Photometrie während des Ruhezustandes, mittels der ein Bahnump in der Lichtkurve nachweisbar sein sollte.

Die breiten Absorptionslinien in den Spektren bilden vom theoretischen Standpunkt aus ebenfalls ein Argument für eine Bahnneigung von $i \approx 65^\circ$ bei TU Men: Mayo et al. (1979, 1980) haben theoretische Kontinua und Linienprofile für cataclysmische Veränderliche berechnet. Sie gingen dabei unter anderem von stationären (d.h. konstanter Massenstrom durch die Scheibe) Akkretionsscheiben aus, die im Ausbruch bis auf die Oberfläche des weissen Zwerges hinab optisch dick sind und die extrem rotationsverbreiterten Absorptionslinien erzeugen.

Die bei TU Men beobachteten Farben ($B - V \approx 1.0$ und $U - B \approx -1.0$) lassen wie für VW Hyi im Ausbruch (Mayo et al., 1979) das Scheibenmodell a (Nomenclatur nach Mayo et al.) mit

$$M_1/M_\odot = 1.0$$

$$R_1/R_\odot = 1.43 \times 10^{-2}$$

$$\dot{M} = 1 \times 10^{-10} M_\odot/\text{y}$$

realistisch erscheinen. Abbildung 32 zeigt die theoretischen Linienprofile bei H_β und H_γ nach diesem Modell für eine Bahnneigung von $i = 60^\circ$ im Vergleich zu den beobachteten Profilen bei TU Men.

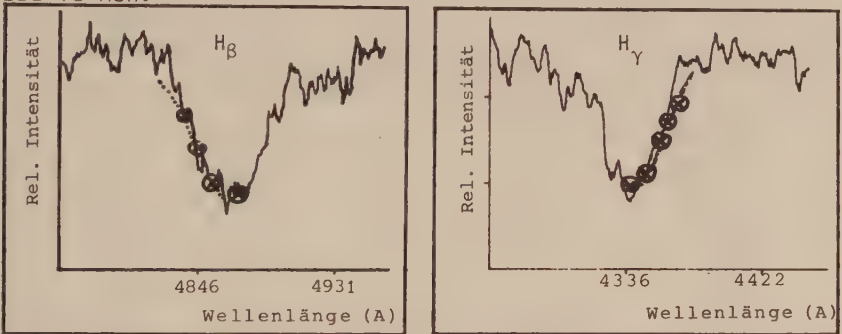


Abb. 32 Theoretische und beobachtete Linienprofile H_β und H_γ für TU Men. Da beide Linien nicht als ungestört betrachtet werden können, wird jeweils nur die ungestörte Flanke mit der Theorie verglichen.

Die Übereinstimmung zwischen theoretischen und beobachteten Linienprofilen ist im grossen und ganzen befriedigend und rechtfertigt somit die Annahme einer hohen Bahnneigung $i \approx 65^\circ$. Lediglich für die totale Linienbreite sagt die Theorie grössere Werte als beobachtet voraus ($v_{th} \approx 7000$ km/s; $v_d \approx 5500$ km/s). Weitere spektroskopische Beobachtungen müssen Aufschluss darüber geben, ob diese Diskrepanz reell ist oder nicht. Behält man die gängige Annahme von rotationsverbreiterten Absorptionen aus der Scheibe bei, so lässt sich möglicherweise daraus folgern, dass das fortgeschrittene Stadium des Ausbruchs bei der beobachteten Linienbreite eine grosse Rolle spielt: Die Rückkehr zum Ruhezustand ist geprägt durch die allmähliche Rückbildung der Ringstruktur der Scheibe. Der innere Scheibenrand wandert langsam nach aussen, d.h. die schnellen Rotationskomponenten gehen den Absorptionslinien verloren. In diesem Fall wäre freilich die

Annahme $\beta = 1.0$ nicht mehr zulässig. Die Diskrepanz zwischen theoretischer und gemessener Linienbreite ist vielleicht auch in der Tatsache begründet, dass man für M_1 experimentell $M_1 \approx 1.56 M_\odot$ ermittelt (siehe (18)), während das Modell von $M_1 = 1.0 M_\odot$ ausgeht.

Bisherige Massenbestimmungen ergaben, dass sich die Massen M_1 der CV nur relativ wenig voneinander unterscheiden. Vor allem für Systeme mit $p_o \geq 3^h$ gilt $M_1 \approx 1 M_\odot = \text{const.}$ Zusammen mit Gleichung (10) bzw. (10') ergibt sich deshalb die beobachtete $p_o \leftrightarrow q$ Beziehung, die man aus Tabelle 08 (übernommen aus Vogt, 1982a) ersehen kann.

Name	p_o (h)	$M_1 (M_\odot)$	$M_2 (M_\odot)$	q
BV Cen	14.63	1.4	1.4	1
AE Aqr	9.88	0.94	0.74	1.3
RU Peg	8.90	1.24	0.98	1.3
EM Cyg	7.00	0.70	0.90	.8
Z Cam	6.93	1.20	0.85	1.4
SS Cyg	6.63	1.07	0.80	1.3
RW Tri	5.56	1.3	0.47	2.8
RX And	5.08	1.02	0.65	1.6
T Aur	4.90	1.01	0.63	1.6
DQ Her	4.63	1.09	0.58	1.9
SS Aur	4.33	0.89	0.57	1.6
U Gem	4.17	0.92	0.53	1.7
HR Del	4.10	1.00	0.50	2
RR Pic	3.48	0.95	0.40	2.4
V603 Aql	3.32	0.87	0.40	2.2
WX Hyi	1.79	0.9	0.16	5.6
Z Cha	1.79	0.85	0.17	5
VW Hyi	1.78	0.63	0.11	5.7
HT Cas	1.77	0.70	0.19	3.7
EX Hya	1.64	1.4	0.19	7.4
OY Car	1.51	0.95	0.14	6.8
V436 Cen	1.50	0.70	0.17	4.1

Tab. 08 Bahnperioden und Massen von cataclysmischen Veränderlichen (aus Vogt, 1982a).

Nach dieser Relation würde man für TU Men mit $p_o \approx 3^h$ die Werte $q \approx 2.5$ und $M_1 \approx 1 M_\odot$ erwarten. Die Werte nach (18) sind, verglichen damit recht niedrig. Diagramm 31 zeigt aber, dass die Massenfunktion (12) wenig Spielraum zu höheren q bzw. M_1 - Werten hin zulässt. Eine Vergrößerung des Wertes für v_d würde zwar zu einer Verschiebung der Kurven (16) im Diagramm nach rechts führen, jedoch wandert der Schnittpunkt für $\beta = 1$ und der Beziehung (10') schnell aus dem Lösungsbereich für die Massenfunktion (12).

Insbesondere ergibt sich für die theoretische Linienbreite mit $v_d \approx 7000$ km/s keine Lösung für $\beta < 1$. Werte des Parameters $\beta > 1$ würden einen überkritischen, nicht stationären Zustand der Akkretionsscheibe bedeuten und sind vermutlich auszuschliessen (Meyer, 1981). Beziehung (10') enthält die theoretische Masse-Radius Relation für späte Hauptreihensterne nach Copeland et al. (1970). Ritter (1980a) hat anhand von unabhängigen Massenbestimmungen gezeigt, dass die beobachteten Massen der späten Hauptreihe generell geringere Werte haben, als die theoretisch berechneten (siehe Abbildung 3 bei Ritter, 1980a). Eine daraus resultierende Korrektur im Diagramm 31 verschiebt die Beziehung (10') nach unten, sodass sich der Wert für q zwar etwas erhöht, die Masse M_1 des Primärsterns sich jedoch noch mehr verringert.

Eine mögliche Schlussfolgerung aus den Ausführungen wäre, dass die Messung von K_1 unkorrekt ist. Bereits Smak (1971) hat darauf hingewiesen, dass die RG-Kurve, gemessen aus Minimumsspektren, durch Linienkomponenten, die der relativen Bewegung des heissen Flecks zugeschrieben werden müssen, stark gestört werden kann. Möglicherweise tritt bei TU Men ein ähnlicher Effekt auf, zumal die He I 4471 Absorption offensichtlich mit dem Bahn-Superhump gekoppelt ist. Allgemein geht man aber davon aus, dass im Ausbruchszustand die Verhältnisse weniger kompliziert sind als im Minimum, so dass der Messung von K_1 hier mehr Vertrauen geschenkt werden kann. Weiterhin besteht die Möglichkeit, dass die gemessene RG-Kurve nicht die Bewegung des weissen Zwerges auf seiner Bahn, sondern die Bewegung von Materie ausserhalb des Doppelsternsystems repräsentiert (Gilliland und Kemper, 1980). Es besteht aber kaum Zweifel daran, dass die breiten Absorptionen, wie z.B. bei TU Men beobachtet, nur in einer optisch dicken Akkretionsscheibe um den weissen Zwerg entstehen können (Warner, 1976, Whelan et al. 1979, Mayo et al. 1980). Nachgewiesen ist diese Zuordnung der Radialgeschwindigkeiten zum Primärstern aber bislang nur bei Z Cha (Vogt, 1982b); bei diesem Objekt beobachtet man allerdings keine breiten Absorptionslinien, sondern breite Emissionen, überlagert von scharfen Absorptionen.

Bestätigt sich der Wert für K_1 , so hätte TU Men mit $M_1 \approx .56 M_\odot$ einen sehr massearmen weissen Zwerg. Der Wert verringert sich

sogar weiter bis $M_1 \approx .3 - .4 M_{\odot}$, wenn man in den Formeln die besagte Korrektur der Hauptreihenmasse berücksichtigt. (Abgeschätzt aus Abbildung 03 bei Ritter, 1980a).

Bemerkenswerterweise stösst man in der Literatur auch auf Massenbestimmungen, die auch bei anderen SU UMa Sternen niedrige Primärmassen zum Ergebnis haben:

$$\text{OY Car:} \quad M_1 \approx .3 M_{\odot} \quad M_2 \approx .14 M_{\odot} \quad (\text{Bailey et al., 1980})$$

Der von Bailey benutzte Wert für $K_1 \approx 125 \text{ km/s}$ dürfte aber auf Grund der oben genannten Schwierigkeiten zu gross ausfallen. Ritter bestimmte aus einer Bedeckungslichtkurve folgende Massen für Z Cha:

$$\text{Z Cha:} \quad M_1 \approx .35 M_{\odot} \quad M_2 \approx .16 M_{\odot} \quad (\text{Ritter, 1980b})$$

Beide Massenbestimmungen stehen im krassen Gegensatz zu Ergebnissen von Vogt (1982b) und Vogt et al. (1981). (Siehe auch Tabelle 08).

Für einen weiteren SU UMa Stern, V 436 Cen, schätzt Vogt (1982a) mit einer angenommenen Bahnneigung von $i \approx 65^\circ$

$$M_1 \approx .7 M_{\odot} \quad M_2 \approx .17 M_{\odot}$$

ab. Er verwendet dabei aber eine fehlerhafte Formel für die Massenfunktion (Formel 20 bei Vogt, 1982a). Mit der korrekten Formel ergibt sich bei gleichen Annahmen ebenfalls ein massearmer weisser Zwerg:

$$M_1 \approx .4 M_{\odot} \quad M_2 \approx .17 M_{\odot}$$

Webbink (1979) vermutete, dass alle Primärkomponenten der ultra kurzen cataclysmischen Doppelsterne massearme ($M_1 \leq .45 M_{\odot}$) Heliumzwerg sind. CV mit $p_0 \geq 3^h$ dagegen haben nach Webbink einen sog. CO-Zwerg mit $M_1 > .6 M_{\odot}$ zum Primärstern. Auf diese Weise fände die Periodenlücke auch ihre natürliche, entwicklungsge- schichtliche Erklärung. (Siehe auch Ritter, 1980).

Nach den obigen Ergebnissen und nach den Beobachtungen an TU Men, die einerseits diese Lücke weiter zu verkleinern scheinen, andererseits einen massearmen He - Zwerg jenseits der Lücke vermuten lassen, scheint aber auch eine andere Interpretation denkbar: Die Periodenlücke ist trotz ihrer grossen Signifikanz zufällig oder wird durch andere Gründe verursacht und SU UMa Sterne unterscheiden sich von normalen CV durch einen massearmen He - Zwerg als Primärstern.

Es muss hier aber nochmals auf den rein spekulativen Charakter dieser Schlussfolgerungen hingewiesen werden. Für relevante Aussagen müssen vor allem die Werte für M_1 und q , sowie der Betrag der Amplitude der RG - Kurve K_1 für TU Men durch weitere Beobachtungen bestätigt werden.

SU UMa Modelle

Bis heute gibt es noch keine konsistente SU UMa Theorie, die alle Beobachtungsfakten erklären könnte. Zahlreiche Erklärungsansätze wurden entworfen, von denen jeder aber nur eine mehr oder weniger grosse Teilmenge der Eigenschaften von SU UMa Sternen voraussagen kann. Derzeit werden zwei SU UMa Modelle, die 'Elliptische Scheibe' nach Vogt (1982b) und die 'Massenstrom-Modulation durch Apsidendrehung' nach Papaloizou und Pringle (1979), favorisiert. Ein drittes Modell nach Gilliland und Kempe (1980), die einen Materie-Ring um das gesamte Doppelsternsystem annehmen, bietet zumindest für bestimmte Beobachtungsfakten die einzige Erklärungsmöglichkeit. Alle drei sollen im folgenden kurz vorgestellt und diskutiert werden.

Massenstrom-Modulation durch Apsidendrehung nach Papaloizou und Pringle (PP, 1979).

Die Grundidee dieses Modells besteht in der Annahme, dass beide Sternkomponenten nicht auf Kreisbahnen, sondern auf leicht exzentrischen Ellipsen umlaufen. PP geben an, dass für CV, speziell für solche mit grossem Massenverhältnis $q = M_1/M_2$, eine Bahnexzentrizität von $e \approx 10^{-4}$ realistisch ist. Vor allem die Form der Sekundärkomponente, die ihr Roche-Volumen ausfüllt und somit stark von einer Kugelgestalt abweicht, führt dann zu einer Rotation der Apsidenlinie. Da sich im Verlaufe einer Rotationsperiode dieser Apsidenlinie der effektive Abstand zwischen M_1 und M_2 ändert, hat dies eine Modulation des Massenstroms $\dot{M}$ zur Folge.

Nach PP ist diese Modulation von $\dot{M}$ im Minimumzustand schwer nachweisbar, da während dieses Stadiums in der Lichtkurve die Strahlung des heissen Flecks und der zentralen Scheibenregion um den Primärstern dominiert. Hinzu kommt, dass der heisse Fleck sehr anisotrop abstrahlt, so dass die Lichtkurve geprägt ist durch dessen geometrische Modulation auf Grund des Bahnumlaufs. Im Ausbruch dagegen erhöht sich $\dot{M}$ entscheidend, der Auftreffpunkt des Massenstroms nimmt einen wesentlich grösseren Raum auf der Scheibe ein und ändert seine Strahlungscharakteris-

in eine isotrope. Damit wird die Modulation des Materiestroms in Form der Superhumps sichtbar, die den Zeitpunkt der maximalen Energieabgabe im Auftreffpunkt des Massenstroms auf der Scheibe markieren. Die Superhump-Periode p_s errechnet sich aus der Bahnperiode p_0 und U , der Periode der Apsidendrehung:

$$p_s = (1/p_0 - 1/U)^{-1}$$

Nach Meyer et al. (1981) verursacht eine Instabilität in der Scheibe einen normalen Ausbruch und nicht ein plötzlich verstärkter Massenstrom $\dot{M}$. Man nimmt jedoch an, dass kurze Ausbrüche bei SU UMa Sternen auf irgendeine Weise in relativ regelmässigen Abständen eine verstärkte Massenabgabe von der Sekundärkomponente verursachen können. In einem stark vergrösserten Massenstrom $\dot{M}$ ist dann der Grund für den Superausbruch zu suchen, zumal dessen totale Energieabgabe die eines normalen Ausbruchs um das 10 - 20-fache übertrifft. Dies würde erklären, warum nicht auch die normalen Ausbrüche Superhumps aufweisen, wie man dies nach dem Modell von PP erwartet.

Eine mögliche Bestätigung des vorgeschlagenen Modells bestünde in dem Nachweis der Rotationsperiode U der Apsidenlinie bei einem SU UMa Stern während der Ruhephase.

Geeignet dafür wäre die direkte Messung von U durch Nachweis der periodischen Variation der Bahnhump-Amplitude. Stochastische Schwankungen des Massenstroms erzeugen aber in der Lichtkurve unregelmässige Helligkeitsschwankungen, die ihrerseits die Hump-Amplitude im Ruhezustand weit mehr beeinflussen, als die Modulation des Materiestroms auf Grund der Apsidendrehung. Diese Methode ist somit nur auf Datenmaterial anwendbar, das eine sehr grosse Anzahl gemessener Bahnhumps umfasst.

Eine weitere Testmöglichkeit besteht in dem indirekten Nachweis der Apsidendrehung durch Bestimmung der Superhump-Periode p_s aus Minimums-Lichtkurven. Für diese Methode eignen sich am besten Systeme mit niedriger Bahnneigung, weil in deren Lichtkurven nicht der Bahnhump dominiert, sondern möglicherweise eine schwache Modulation der Helligkeit mit $\dot{M}$ in der zentralen Scheibenregion mit p_s nachweisbar ist. Dieser Test wurde durchge-

führt an WX Hyi, einem SU UMa Objekt in dessen Lichtkurve während der Ruhephase kein Bahnhump zu erkennen ist; diesem System wird deshalb eine geringe Bahnneigung i zugeschrieben. Verwendet wurden Messungen aus insgesamt 17 Nächten, die einen Zeitraum von ca. 2.3 Jahren überdecken. Tabelle 09 enthält das Beobachtungsjournal.

	Datum	HJD		Teleskop		Filter	Integr. Zeit
		Start	Ende				
		2443700+					
I	1978 Aug 29	50.718	50.914	1m	ESO	V	10 s
	1978 Aug 30	51.836	51.889	1m	ESO	V	10 s
II	1978 Nov 06	119.556	119.701	1m	ESO	V	2 s
	1978 Nov 07	120.523	120.702	1m	ESO	V	2 s
	1978 Nov 09	122.560	122.703	1m	ESO	V	2 s
III	1979 Nov 18	496.728	496.837	1m	ESO	V	2 s
	1979 Nov 20	498.550	498.783	1m	ESO	integral	80 s
	1979 Nov 21	499.536	499.618	1m	ESO	integral	80 s
	1979 Nov 22	500.558	500.686	1m	ESO	integral	80 s
	1979 Nov 23	501.548	501.657	1m	ESO	V	2 s
	1979 Nov 25	503.537	503.679	1m	ESO	V	2 s
	1980 Nov 19	863.577	863.804	62cm	Bochum	integral	1 s
IV	1980 Nov 24	868.544	868.747	62cm	Bochum	integral	1 s
	1980 Nov 25	869.541	869.747	62cm	Bochum	integral	1 s
	1980 Nov 26	870.541	870.746	62cm	Bochum	integral	1 s
	1980 Nov 28	872.542	872.622	62cm	Bochum	integral	1 s
	1980 Nov 29	873.541	873.741	62cm	Bochum	integral	1 s

Tab. 09 WX Hyi: Beobachtungsjournal der Photometrie. Die Messungen der Gruppen II und III wurden von R.Schoembs, die der Gruppe I von N.Vogt zur Verfügung gestellt. Die Beobachtungen der Gruppe IV wurden zusammen mit R.Schoembs bei ESO durchgeführt.

Die Periodenanalyse erfolgte auf die gleiche Weise wie bereits für TU Men beschrieben und wurde sowohl auf den Gesamtdatensatz, als auch auf die einzelnen Gruppen II, III und IV (siehe Tab. 08) angewandt. Ausserdem wurde jede einzelne Nacht im Wertebereich um p_s auf Oszillationen untersucht und anschliessend die Summe aller Einzelperiodogramme gebildet. In allen Fällen war die Superhump-Periode p_s , die aus Beobachtungen während eines Superausbruchs bekannt ist (siehe z.B. Vogt, 1982a) nicht mit einer Amplitude von $A \geq .001$ ($\Delta m = .001$ entspricht in etwa 2σ in den Periodogrammen) nachweisbar. Abbildung 33 zeigt eine Darstellung des Periodogramms der Gruppe IV, sowie der Summe aller Einzelperiodogramme.

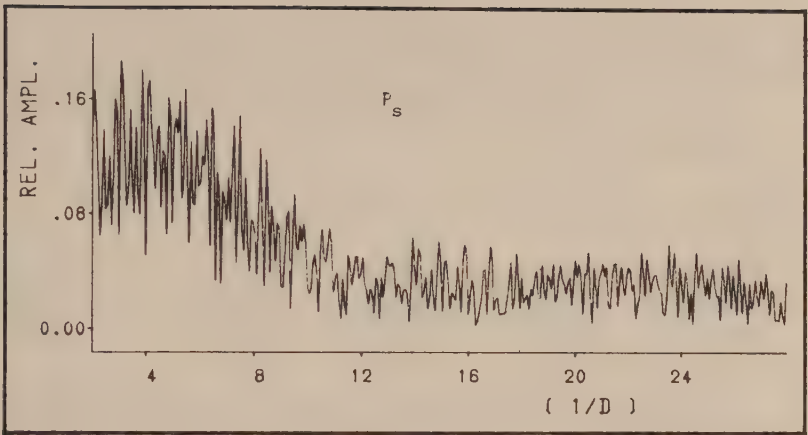


Abb. 33 a) WX Hyi. Periodogramm der Messungen im November 1980 (Gruppe IV, Tab.09). Die Superhump-Periode ist gekennzeichnet.

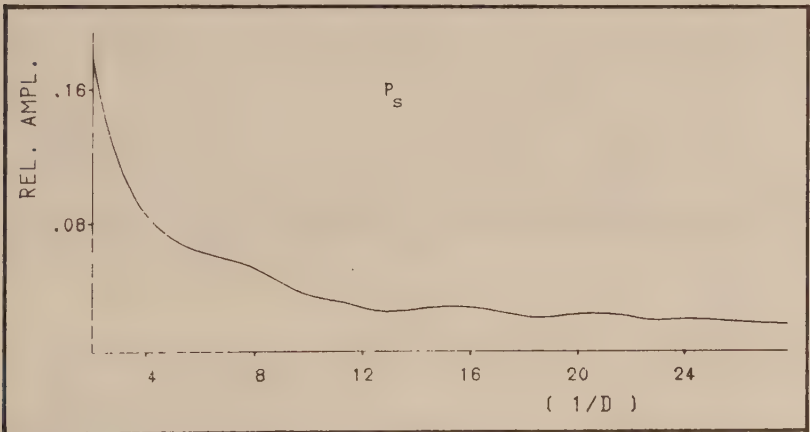


Abb. 33 b) WX Hyi. Summe aller Einzelperiodogramme. Die Superhump-Periode ist gekennzeichnet.

Das negative Ergebnis der Periodenanalyse ist noch kein endgültiger Beweis gegen das Modell von PP. Es besteht nämlich die Möglichkeit, dass die Modulation von $\dot{M}$ zu schwach ist, um in den Daten messbar zu sein. Ein Hauptargument gegen das vorgeschlagene Modell ist jedoch die grosse Diskrepanz zwischen beobachteten und theoretisch nach PP berechneten Superhump-Perioden.

Theoretisch tragen in einem CV vier Anteile zur Drehung der Apsidenlinie bei: Verzerrungen auf Grund von Rotation und Gezeitenwirkung des weissen Zwergs bzw. der Sekundärkomponente, drittens die Akkretionsscheibe und schliesslich relativistische Effekte

$$p_0/U = \sum_i (p_0/U)_i \quad (i = 1 - 4)$$

Warner (1978) zeigte aber, dass p_0/U in guter Näherung durch den Beitrag der Sekundärkomponente bestimmt wird. (Den zweitgrössten Beitrag liefert mit $(p_0/U)_1 \approx 10^{-5}$ der weisse Zwerg.) Unter der Voraussetzung, dass $e^2 \approx 0$ gilt und der Sekundärstern gebunden rotiert, gibt Warner folgende Formel zur Berechnung von p_0/U an:

$$(20) \quad p_0/U \approx (p_0/U)_2 \approx .32 k_2 \cdot q(q+1)^{-5/3} \quad (1 < q < 10)$$

wobei k_2 die sog. Konstante der Apsidendrehung ist, die sich im wesentlichen aus einem dimensionslosen Integral über die innere Struktur der Sekundärkomponente errechnet (Kopal, 1959). Als Wert für diesen Parameter wird allgemein $k_2 = 1/7$ für einen massearmen Hauptreihenstern (Warner, 1978) angenommen. Abbildung 34 gibt eine graphische Darstellung der Funktion (20) mit $k_2 = 1/7$, von der auch PP ausgehen.

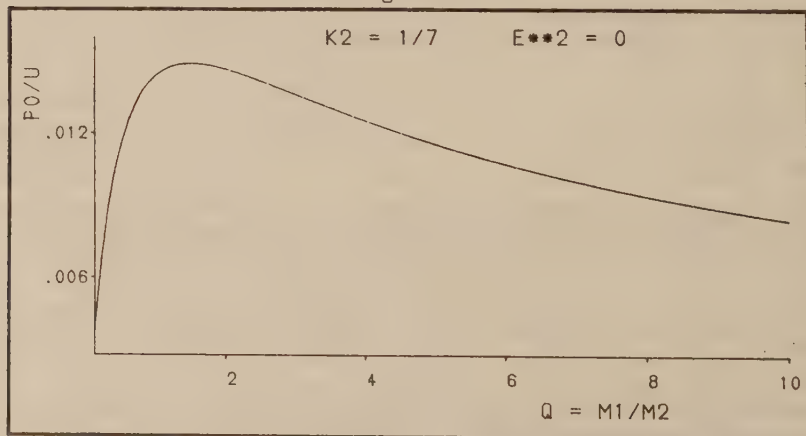


Abb. 34 Graphische Darstellung der Formel (20) zur Bestimmung der Rotationsperiode der Apsidenlinie in Abhängigkeit von q .

Wegen $U = (1/p_0 - 1/p_s)^{-1}$ folgt sofort $p_0/U = (p_s - p_0)/p_s = \Delta p/p_s$. Wie man auch aus der Abbildung 34 ablesen kann, ergibt sich nach Formel (20) ein maximales $\Delta p/p_s \approx .015$. Das steht im Widerspruch zu den Beobachtungen (siehe Tabelle 10).

Name	p_0 (d)	p_s (d)	$\Delta p/p_s$ beobachtet	$\Delta p/p_s$ berechnet
WZ Sge	.05669	.05714	.008	.006
V436 Cen	.06250	.06383	.021	.014
OY Car	.06312	.06463	.023	.010
VW Hyi	.07427	.0769	.034	.011
Z Cha	.07449	.07725	.036	.012
WX Hyi	.07481	.07735	.033	.011
TU Men	.1176	.126	.067	.015

Tab. 10 Vergleich zwischen beobachteten und theoretischen Superhump-Perioden. Die Daten zur Berechnung von $\Delta p/p_s$ nach (20) wurden der Tabelle 08 entnommen.

Mit Ausnahme von WZ Sge liegen alle beobachteten Werte klar über den theoretisch vorausgesagten Werten für $\Delta p/p_s$.

Zweierlei Änderungen in Formel (20) können das Maximum von p_0/U zu grösseren Werten hin verschieben:

i) $k_2 > 1/7$

Die Konstante k_2 kann für einen theoretischen Sekundärstern mit homogener Dichteverteilung den maximalen Wert $k_2 = 3/4$ annehmen (Kopal, 1965). Für Sterne mit realistischer innerer Struktur muss jedoch

$$k_2 \ll 3/4$$

angenommen werden, so dass k_2 in (20) sicher nur geringfügig geändert werden kann.

ii) Sekundärstern rotiert ungebunden.

Ist die Rotationsperiode p_2 der Sekundärkomponente gegeben durch $p_2 = p_0/m$, so ergibt sich an Stelle von (20)

$$(20') \quad (p_0/U)_2 = .02 k_2 \cdot (m^2(1+q) + 15q) \cdot (1+q)^{-5/3}$$

Mit $k_2 = 1/7$, den beobachteten Werten $q \approx 5$, sowie den geforderten Werten für $\Delta p/p_s \approx .035$ bei VW Hyi, WX Hyi und Z Cha

(siehe Tabellen 08 und 10) errechnet sich daraus eine notwendige Rotationsperiode des Sekundärsterns von

$$p_2 \approx p_0/5$$

Eine derart schnell rotierende Sekundärkomponente ist unter den speziellen Bedingungen der Roche - Geometrie nicht vorstellbar.

Es bleibt somit nur die Schlussfolgerung, dass das Modell von Papaloizou und Pringle auf SU UMa Sterne nicht angewandt werden kann.

Externer Materiering nach Gilliland und Kemper (GK, 1980)

GK gehen in ihrem Modellansatz, den sie auf Grund von Spektroskopie von WZ Sge während eines Ausbruchs vorgeschlagen haben, von einem Materiering aus, der das gesamte Doppelsternsystem umgibt. Während eines Superausbruchs, mit dessen Beginn dieser externe Ring vielleicht erst entsteht, bildet sich ein Massenstrom durch einen der beiden äusseren Lagrange-Punkte aus, möglicherweise auch durch beide. Am Auftreffpunkt des Materiestroms entsteht auf dem äusseren Ring ein externer heisser Fleck. Der Fleck umläuft das System mit der Periode p_0 der Bahnbewegung, der äussere Materiering rotiert seinerseits mit der Periode p_r . Die Superhumps erklären GK in ihrem Modell mit Unregelmässigkeiten des Rings, etwa Dichteschwankungen, die der heisse Fleck auf seinem Umlauf regelmässig überstreicht. Die Superhump-Periode errechnet sich demnach aus

$$p_s = (1/p_0 - 1/p_r)^{-1}$$

In den Spektren von WZ Sge während des Ausbruchs 1978 belegt die doppelte H_α -Emission, die keinerlei periodischen Dopplerverschiebungen unterliegt, die Existenz des von GK geforderten externen Rings. In Abbildung 35, die im wesentlichen aus der Arbeit von GK (Abb.05) übernommen worden ist, ist das Modell eines externen Materierings schematisch dargestellt.

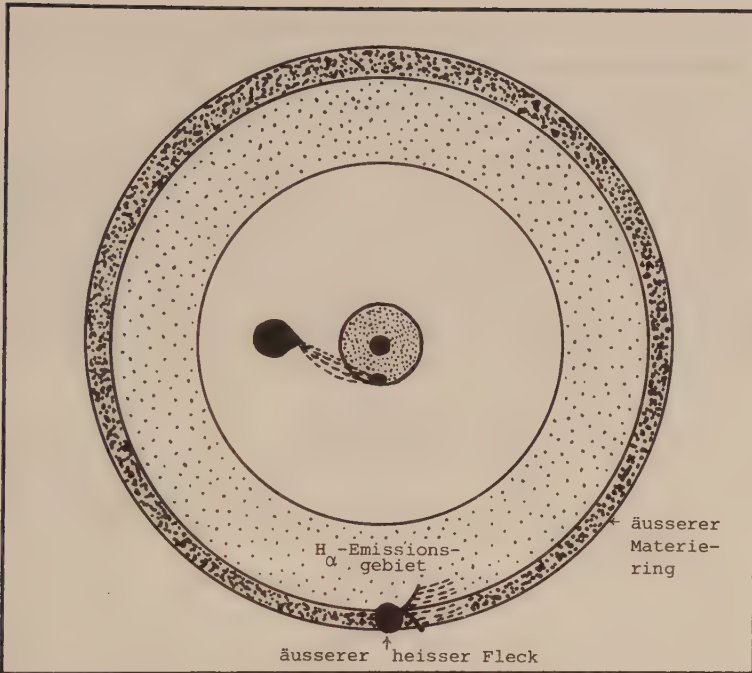


Abb. 35 Schematische Darstellung von WZ Sge mit einem externen Materiering nach einem Modellvorschlag von GK. (Im wesentlichen übernommen aus der Arbeit von GK, Abb. 05).

Radialgeschwindigkeitsmessungen an den höheren Mitgliedern der Balmerreihe, die meist in relativ scharfer Absorption beobachtet werden, zeigen dagegen die Bahnperiodizität mit einer Amplitude von $K_1 \approx 145$ km/s. GK vermuten Materie auf Keplerbahnen um das Gesamtsystem als Quelle der Linien: Der heisse Fleck durchstrahlt eine Umkehrschicht im äusseren Ring und erzeugt so die scharfen Absorptionen. Die Radialgeschwindigkeiten variieren deshalb mit der Bahnperiode p_0 , die Amplitude K_1 repräsentiert die Geschwindigkeit des externen Materierings. Der Radius der Umlaufbahn ist demnach gegeben durch das 3. Kepler Gesetz:

(21)

$$a = \frac{\sin^2 i \cdot G \cdot (M_1 + M_2)}{K_1^2}$$

Mit $\sin i \approx 1$ und $M_1 + M_2 \approx .4M_{\odot}$, übernommen aus einer photometrischen Analyse von Robinson et al. (1978), ergibt sich somit

$$a \approx 2.5 \times 10^{11} \text{ cm}$$

Da nach Robinson et al. der Abstand beider Komponenten bei WZ Sge A $\approx 3 \times 10^{10} \text{ cm}$ beträgt, vermuten GK in dem Ergebnis $a \approx 10 A$ einen weiteren Beweis für den externen Ring. Nimmt man aber nach anerkannten Modellvorstellungen die Akkretionsscheibe als Entstehungsort der Absorptionslinien an, so ist K_1 als RG-Amplitude des weissen Zwerges zu interpretieren. Formel (21) muss dann modifiziert werden und lautet:

$$(21') \quad a = \frac{\sin^2 i \cdot G \cdot M_2^2}{K_1^2 \cdot (M_1 + M_2)}$$

Mit $\sin i \approx 1$ und $M_1 \approx .4M_{\odot}$ bzw. $M_2 \approx .02M_{\odot}$ aus Robinson et al. ergibt sich daraus

$$a \approx 6 \times 10^8 \text{ cm} \approx 2 \times 10^{-2} A$$

Dieser Wert ist durchaus verträglich mit der Annahme, dass die Absorptionen in der Akkretionsscheibe entstehen, liefert doch bereits die Anwendung des Schwerpunktsatzes $a_1 = M_2 / (M_1 + M_2)$ einen Abstand von $a_1 = 5 \times 10^{-2} A$ des weissen Zwerges vom Massenschwerpunkt.

Eine weitere Unstimmigkeit tritt auf, wenn man nach dem Modell die Rotationsperiode p_R des externen Rings aus (21) und $K_1 = 145 \text{ km}$ berechnet. Mit

$$(22) \quad p_R = \frac{2\pi \cdot a \cdot \sin i}{K_1} \approx 1.2 \quad (\sin i \approx 1)$$

stösst man auf einen deutlichen Unterschied zu dem Wert, der sich aus den beobachteten Perioden p_0 und p_s ergibt:

$$(23) \quad p_R = (1/p_0 - 1/p_s)^{-1} \approx 7.2$$

p_0, p_s aus Patterson et al., 19

Diese Diskrepanz lässt sich aber möglicherweise durch eine Modifikation des Modells beheben:

Der Beobachtungsbefund, dass sich die Superhumps aller SU UMa Sterne in ihrer Grundform sehr ähnlich sind und nur in ihrer Feinstruktur variabel sind, spricht gegen die Annahme von GK, Superhumps entstünden dadurch, dass der Massenstrom grossräumige Dichteschwankungen in der externen Scheibe überstreicht. Es ist unwahrscheinlich, dass jedes SU UMa Objekt bei jedem Superausbruch die gleiche Ringstruktur ausbildet. Ebenso kann dieses Modell nicht erklären, weshalb immer nur ein einziger Superhump auftritt. Dagegen könnte ein exzentrischer Ring, zusammen mit diesen Unregelmässigkeiten obige Beobachtungen erklären. Für einen exzentrischen Materiering spricht auch die RG-Kurve von WZ Sge (GK, 1980), die deutlich von einer Sinuskurve abweicht. Die Periode p_r (23) würde demnach die Apsidendrehung und nicht die Rotation des Rings repräsentieren. Die Rotationsperiode des Materierings sollte dann an Hand der Veränderlichkeit der Humpstruktur messbar sein.

Ein starkes Argument gegen das Modell nach GK bildet die grosse Variation der Systemgeschwindigkeit γ , die inzwischen bei drei SU UMa Objekten beobachtet worden ist. GK erwähnen in ihrer Arbeit diese Veränderlichkeit in γ bei WZ Sge, führen diese aber auf Messfehler zurück und lassen sie bei ihrer Diskussion völlig ausser acht. Ein externer Materiering kann diese γ -Variation nicht erklären, es sei denn, man nimmt ihn wieder als stark exzentrisch an und fordert, dass die Absorptionslinien im Ring in der Sichtlinie zwischen Primärstern und Beobachter entstehen. (Siehe auch das Modell einer elliptischen Scheibe nach Vogt im nächsten Abschnitt.) Die Projektion der Geschwindigkeiten der Ringmaterie auf die Sichtlinie würde dann mit der Rotationsperiode der Apsidenlinie stark variieren; dies würde sich in den Spektren durch die Variation der Systemgeschwindigkeit γ bemerkbar machen. Gegen einen stark exzentrischen Ring spricht aber die stationäre symmetrische H_{α} -Emission, die allerdings ihren Ursprung z.B. auch in einem Halo um das System haben kann.

Gegen die Position einer Superhump-Lichtquelle ausserhalb der Akkretionsscheibe um den weissen Zwerg wurde argumentiert mit dem Hinweis auf die bedeckungsveränderlichen SU UMa Sterne Z Cha bzw. OY Car: Die tiefen Bedeckungen in den Lichtkurven während

Superausbrüchen sprächen dafür, dass die Superhump-Lichtquelle bedeckt wird (Patterson, 1979). Neuere Beobachtungen an OY Car (Vogt 1982a, Schoembs 1982) ergaben, dass die Bedeckungstiefe mit der Schwebungsperiode zwischen p_0 und p_s um maximal $\Delta m \approx 0^m.4$ variiert. Sie wird minimal, wenn Superhump und Bedeckung zusammentreffen. Eine Betrachtung der Intensitätsverhältnisse für Minimum und Maximum der Bedeckungstiefe (Abb. 36) macht deutlich, dass aus den Beobachtungen an OY Car keine Bedeckung der Superhump-Lichtquelle gefolgert werden kann: Aus den Intensitätswerten (Tab. 11) ergibt sich klar, dass für beide Extremfälle etwa der gleiche Anteil des absoluten Strahlungsstroms abgedeckt wird. Daraus kann geschlossen werden, dass zwar die mittlere Systemhelligkeit, die im Superausbruch stark erhöht ist, ihren Sitz in der Akkretionsscheibe hat, die Position der Superhump-Lichtquelle aber keineswegs an die Primärkomponente gebunden ist.

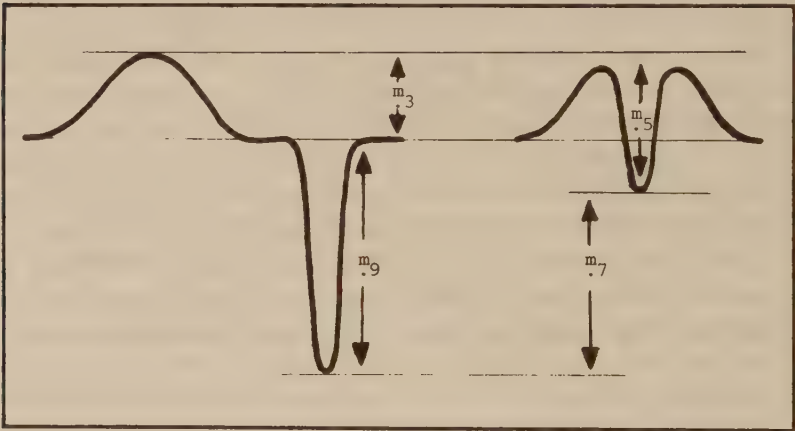


Abb. 36 Schematische Darstellung der Bedeckungslichtkurven von OY Car während eines Superausbruchs für minimale und maximale Bedeckungstiefe. Die relativen Helligkeiten wurden übernommen aus Vogt, 1982a.

Intensität	max. Bedeckungstiefe (0 ^m 9)	min. Bedeckungstiefe (0 ^m 5)
Superhumpmax. (0 ^m 3)	1300	1300
Konstante Phase	1000	1000
Bedeckung	450	830

Tab. 11 Intensitäten zu den in Abb.36 gezeigten Helligkeiten. Die Intensität während der konstanten Phase wurde zu $I = 1000$ angenommen.

Alle vorgebrachten Einwände können bei rein qualitativer Betrachtung das Modell eines externen Materierings nach Gilliland und Kemper nicht vollkommen ausschliessen. Wenn es auch sicher kein endgültiges Modell darstellt, so ist es doch denkbar, dass entscheidende Elemente daraus in einer zukünftigen SU UMa-Theorie enthalten sind, zumal die Aussichten, damit zwei weitere Eigentümlichkeiten von SU UMa Sternen im Superausbruch zu erklären, recht gut erscheinen:

- i) Es ist vorstellbar, dass während des Superausbruchs durch beide äusseren Lagrange-Punkte ein Massenstrom auftritt, sich aber nur einer in Form eines Superhumps bemerkbar macht. Nach dem schnellen Abfall vom Helligkeitsplateau wird dieser Strom wesentlich schwächer und der andere bildet den sog. späten Superhump. Die Phasenverschiebung von $0.5 p_s$ zwischen beiden Humpstrukturen fände so eine Klärung.
- ii) Die gleichzeitige Existenz der Akkretionsscheibe und des externen Rings bildet keine Schwierigkeiten. Bahn-Superhumps und Überlagerungs-Phänomene zwischen Bahn- und Superhumps könnten deshalb leichter erklärt werden.

Elliptische Scheibe nach Vogt (1982b)

Wie im Falle der externen Scheibe nach GK ist die elliptische Scheibe, wie sie Vogt postuliert, ein phänomenologisches Modell. Bei Vogt beginnt ein Supermaximum mit einem normalen Ausbruch, der einen plötzlichen und kurzen Massenausstoss der Sekundärkomponente durch den inneren Lagrange-Punkt L_1 erzeugt. Die von M_2 abgegebene Materie bildet um den weissen Zwerg eine stark elliptische Scheibe ($e \approx .6$), deren Orientierung annähernd raumfest bleibt. Nur Gezeitenwirkung verursacht eine langsame Rotation der Apsidenlinie mit der Periode U . Der kontinuierliche Massenstrom überstreicht somit während eines Bahnumlaufs die elliptische Scheibe nahezu einmal vollständig. Er setzt dabei im Auftreffpunkt jeweils unterschiedliche Energiebeträge frei, da die Potentialdifferenz im Periastron der Scheibe zu L_1 grösser ist als im Apastron. Man erwartet daher periodische Helligkeitsmaxima in der Lichtkurve, aber wegen der Apsidendrehung mit einer Periode von $p_s > p_0$.

Vogt nahm Beobachtungen an Z Cha zum Anlass, eine elliptische Scheibe um den Primärstern zu fordern. Seine Schlussfolgerungen, die zu dieser Annahme führten, seien im folgenden kurz nachvollzogen:

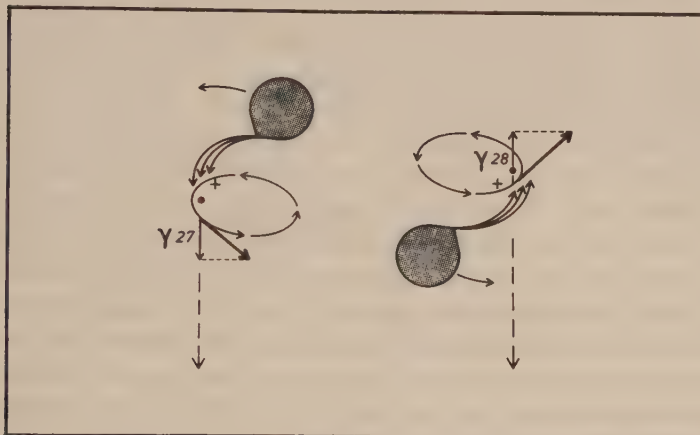
Das Minimumsspektrum von Z Cha zeigte H_{β} , H_{γ} und H_{δ} in breiter Emission, überlagert von schmalen Absorptionen. Bei den höheren Balmerlinien wurden nur die Absorptionskomponenten beobachtet. Messungen von Radialgeschwindigkeiten ergaben klar eine Abhängigkeit mit der Bahnphase, sowohl der Emissions-, als auch der Absorptionskomponenten. Die Systemgeschwindigkeit γ errechnete sich zu $\gamma \approx \pm 0$ km/s.

Die Gestalt der Spektren änderte sich auch im Superausbruch nicht: H_{β} und H_{γ} in Emission, überlagert von schmalen Absorptionen, H_{δ} und höhere Balmerlinien nur in Absorption. Sowohl im Minimum als auch im Ausbruch konnte die Variation der Radialgeschwindigkeit aller Linienkomponenten eindeutig der Primärkomponente des Doppelsternsystems zugeordnet werden; in den Spektren des Supermaximums beobachtete man eine Bedeckung der Absorptionslinien zur gleichen Phase mit der Bedeckung des weissen Zwergs.

Im Gegensatz zum Minimum ergab sich jedoch aus den Linien eine deutliche Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit γ : Sie veränderte sich von $\gamma \approx -200$ km/s auf $\gamma \approx +270$ km/s eine Nacht später und wich damit in beiden Nächten deutlich von dem Minimumwert $\gamma \approx \pm 0$ km/s ab.

Nach Vogt werden die in allen Spektren beobachteten Absorptionslinien von Materie in der Sichtlinie zwischen weissem Zwerg und Beobachter erzeugt. Während aber im Minimum diese Materie sich auf Kreisbahnen in der Akkretionsscheibe befindet, bildet sie im Superausbruch eine exzentrische Scheibe. Auf diese Weise kann die γ -Variation im Ausbruch erklärt werden mit der Projektion der Materiegeschwindigkeit in der Scheibe auf die Sichtlinie. Im Superausbruch wird diese Projektion nicht gleich Null, wie bei der kreisförmigen Akkretionsscheibe im Minimum, sondern variiert auf Grund der Apsidendrehung mit einer bestimmten Amplitude um den tatsächlichen Wert der Systemgeschwindigkeit.

Die Phasenlage der elliptischen Scheibe, bestimmt aus dem Wert für γ , und die Phase des Bahnnumlaufs legen die Position beider Sternkomponenten und der Scheibe relativ zum Beobachter fest. Diese muss kompatibel sein mit der beobachteten Phasenlage des Superhumps bezüglich der Bahnephemeride. Vogt zeigte in seiner Arbeit, dass dieser wichtige Test seines Modells bei Z Cha erfolgreich ist. (Siehe Abbildung 37).



bb. 37 Z Cha. Position der elliptischen Scheibe und der Doppelsternkomponenten bezüglich des Beobachters, bestimmt aus den Messwerten für γ und aus der Bahnphase. (Übernommen aus Vogt 1982b Abb.09). Die Nomenclatur γ_{27} bzw. γ_{28} stammt von Vogt und bezeichnet die beobachtete Systemgeschwindigkeit von 1978 Mar 27 bzw. 1978 Mar 28.

Vogt geht allerdings davon aus, dass es sich bei den beobachteten Werten für γ bereits um die möglichen Extrema handelt.

Vogt unterstützt sein Modell weiter durch Bestimmung der Bedeckungszeitpunkte im Superausbruch von Z Cha. Bezüglich der Bahnephemeride im Minimum ergibt sich eine deutliche Tendenz zu positiven O-C Werten. Dies führt Vogt darauf zurück, dass der Massenstrom von L_1 generell auf die Scheibenhälfte auftrifft, die phasenmässig dem weissen Zwerg folgt. Da im Ausbruchsstadium die mittlere Systemhelligkeit nicht mehr, wie im Minimum, von einem relativ eng begrenzten Gebiet um den Primärstern stammt, sondern die gesamte Scheibe zur Strahlung wesentlich

lich beiträgt, erwartet man somit eine Verlagerung des optischen Schwerpunkts in die beobachtete Richtung. Eine aus der veränderlichen Lage der elliptischen Scheibe abzuleitende Veränderlichkeit der O-C Werte der Bedeckungszeiten mit der Periode $U = (1/p_o - 1/p_s)^{-1}$ wurde inzwischen bei OY Car während eines Superausbruchs nachgewiesen (Vogt, 1982a).

Vor allem die Möglichkeit, damit die γ -Variation und die beobachteten O-C Werte der Bedeckungszeitpunkte zu verstehen, sprechen sehr für die elliptische Scheibe nach Vogt. Beobachtungen an anderen SU UMa Objekten können mit diesem Modell jedoch nicht oder nur sehr unbefriedigend erklärt werden. Speziell der Phasensprung von $0.5 p_s$ zwischen normalem und spätem Superhump bei VW Hyi lässt sich in das Modell überhaupt nicht einordnen. Das gleiche gilt für die Bahn-Superhumps. Die Annahme Vogt's, die elliptische Scheibe bliebe möglicherweise in manchen Fällen zu Beginn eines Superausbruchs zunächst raumfest, ist nicht zulässig, da sofort mit Bildung der elliptischen Scheibe die Gezeitenwirkung die Apsidendrehung verursacht. Ausserdem scheint die problemlose Koexistenz der elliptischen Scheibe und der Akkretionsscheibe während des Supermaximums, wie dies Vogt fordert, nur schwer verständlich: Einerseits soll die Materie aus der elliptischen Scheibe in einer Zone gegenseitiger Wechselwirkung an die Akkretionsscheibe und später auf den weissen Zwerg abgeführt werden, andererseits spricht die lange Lebensdauer und die geringe Veränderlichkeit der Ellipse, die z.B. in der gleichbleibenden Gestalt der Superhumps zum Ausdruck kommt, gegen eine solche Wechselwirkung.

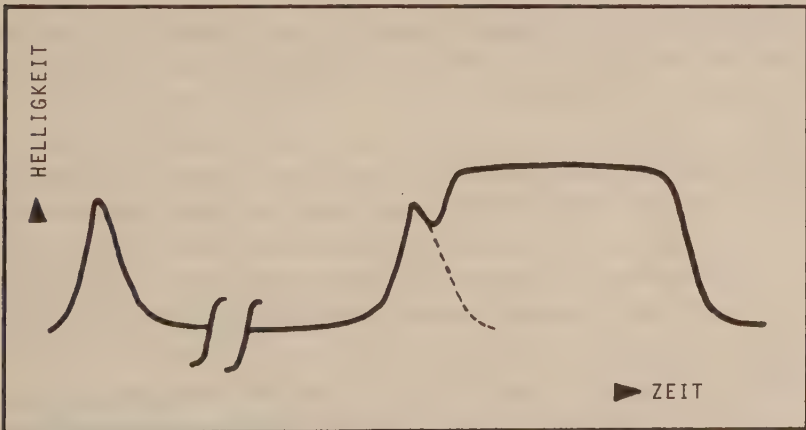
Die Argumentation kann freilich auch umgekehrt geführt werden: Weil die Wechselwirkung zwischen beiden Scheiben sehr gering ist, was sich aus der langen Lebensdauer der Ellipse folgern lässt, wird die Materie der elliptischen Scheibe nur sehr langsam entzogen. Dies ist der Grund für die lange Dauer eines Superausbruchs.

Fragen

Die vorangegangene Diskussion der SU UMa Modelle hat gezeigt, dass die Vielzahl der komplexen Eigenschaften dieser Sterngruppe bislang nicht geschlossen erklärt werden kann. Zu viele Beobachtungsfakten liegen vor, die gegen die jeweiligen Modellvorstellungen sprechen. Da es sehr schwierig ist, bei der Interpretation alle Beobachtungen und Eigenschaften im Auge zu behalten, werden im folgenden nochmal die wesentlichen Charakteristika der SU UMa Sterne kurz skizziert und diskutiert werden. Es soll so gezeigt werden, was eine zukünftige SU UMa Theorie leisten muss.

Was verursacht Superausbrüche?

Offenbar wird ein Superausbruch (SAB) von einem normalen Ausbruch ausgelöst. Dies folgt aus der Beobachtung, dass sich beide Ausbruchsarten im Anstieg nicht voneinander unterscheiden und darüberhinaus in manchen Fällen der kurze Ausbruch von dem Supermaximum, das er verursacht, abgesetzt scheint. (Abb. 38)



bb. 38 Schematischer Verlauf eines kurzen und eines Superausbruchs eines SU UMa Sterns. Es ist anzunehmen das ein Supermaximum von einem normalen Ausbruch ausgelöst wird.

Einen weiteren Hinweis auf die Ursache der SAB bildet die relativ grosse Regelmässigkeit, mit der SAB auftreten. Ein streng periodischer Vorgang, gekoppelt mit einem eher unregelmässigen Ereignis, den normalen Ausbrüchen, könnte diese Regelmässigkeit erklären. Offenbar ist aber nicht eine einzige Periode C_s für ein SU UMa System typisch, sondern meist 2 oder 3 Perioden, von denen jede eine geraume Zeit lang charakteristisch ist, bevor sich der Wert für C_s plötzlich ohne ersichtlichen Grund sprunghaft ändert (Vogt, 1980).

Der periodische physikalische Prozess, der den SAB zugrunde liegt, muss dem System die notwendige Energie zur Verfügung stellen, die während der gesamten Eruption abgestrahlt wird. Vermutlich ist die Quelle in der Massenabgabe der Sekundärkomponente zu suchen: Auf einen verstärkten Massenstrom während eines SAB weisen die Bahn-Superhumps hin. Normale Ausbrüche dagegen zeigen nur dann verstärkte Bahnhumps, wenn der nächste Superausbruch zu erwarten ist (Vogt, 1982a).

Was erzeugt die Superhumps?

Das Beobachtungsmaterial enthält einige Fakten, die bei der Beantwortung der Frage nach der Ursache der Superhumps eine grosse Rolle spielen dürften.

- i) Vermutlich muss ein physikalischer Prozess gefunden werden, der die Helligkeit im Superausbruch mit p_s moduliert. Dafür spricht klar die Tatsache, dass die Superhump-Amplituden aller SU UMa Objekte im grossen und ganzen gleich sind. Das Superhump-Phänomen ist also unabhängig von der Bahnneigung, so dass ein geometrischer Effekt wie im Falle der Bahnhumps wahrscheinlich ausscheidet.
- ii) Die deutliche Beziehung zwischen der Bahnperiode p_o und der Superhump-Periode p_s , die oben aufgezeigt wurde, koppelt das Superhump-Phänomen an die entsprechenden Parameter des Doppelsternsystems an. Dies deutet darauf hin, dass Gravitationswechselwirkung für die beobachteten Werte der Superhump-Perioden p_s verantwortlich ist.

- iii) Der beobachtete Phasensprung zwischen normalem und spätem Superhump von $\Delta\phi \approx .5 p_s$ bei VW Hyi stellt vielleicht einen weiteren Hinweis auf die gesuchte Lösung dar. Für eine Interpretation dieses Beobachtungsbefundes würden sich in diesem Zusammenhang spontan die äusseren Lagrange-Punkte L_2 und L_3 des Doppelsternsystems anbieten, die sowohl voneinander als auch vom inneren Lagrange-Punkt L_1 180° in der Bahnphase getrennt liegen.
- iv) Die Bahn-Superhumps, die mit einem gegenüber der Ruhephase verstärkten Massenstrom erklärt werden können, geben möglicherweise darüber Aufschluss, ob die Superhumps auf irgend eine Weise mit dem Massenstrom durch den inneren Lagrange-Punkt L_1 verknüpft sind, z.B. durch eine Modulation der Energie, die der Massenstrom in seinem Auftreffpunkt auf der Akkretionsscheibe freisetzt. Dazu muss geklärt werden, ob sich Superhumps immer aus einem Bahn-Superhump, sofern dieser beobachtbar ist, entwickeln, wie das für OY Car (Vogt, 1982a) und vermutlich auch für TU Men der Fall ist, oder ob die Bahn-Superhumps ein unabhängiges Phänomen sind. Die bei TU Men beobachtete Überlagerung beider Erscheinungen zeigt, dass der Bahn-Superhump zumindest nicht ganz verschwindet, nachdem sich der Superhump ausgebildet hat.
- v) Einen weiteren Hinweis auf die Ursache der Superhumps bildet die Tatsache, dass die Superhump-Lichtquelle offenbar nicht bedeckt wird.

Inwieweit die signifikante Existenz der 6. Harmonischen der Superhump-Periode in den Lichtkurven von TU Men für die Klärung der Superhumps eine Rolle spielt, muss erst durch weitere Beobachtungen an anderen SU UMa Sternen geklärt werden. Möglicherweise handelt es sich hier um einen für das SU UMa Problem nebensächlichen Befund. Immerhin konnte aber auch bei VW Hyi während eines Superausbruchs die Existenz von $p_s/6$, freilich neben anderen Harmonischen, gezeigt werden.

Zwei Ideen zur Erklärung von Superhumps wurden bereits im Zusammenhang mit den eingehend beschriebenen Modellansätzen von Gilliland und Kemper (1980) bzw. Vogt (1982b) vorgestellt. Daneben hat man versucht, Magnetfelder für die Superhumps verantwortlich zu machen, Schoembs und Vogt (1980) und Knoechel und Vogt (1982) konnten jedoch keine lineare oder circulare Polarisierung bei VW Hyi in verschiedenen Aktivitätsstadien nachweisen. Allerdings ist bei diesen schwachen Objekten die Nachweisgenauigkeit sehr gering, so dass die Messungen die obere Feldstärkegrenze nur auf ca. $10^5 - 10^6$ Gauss festlegen können.

Ein weiterer Vorschlag bestand in der Annahme einer pulsierenden Akkretionsscheibe. Als Pulsationsperiode kämen die Superhump-Periode p_s oder die Schwebungsperiode $U = (1/p_o - 1/p_s)^{-1}$ in Frage, beide sind aber ihren Werten nach zu gross für eine Scheibenpulsation (Van Horn et al., 1980).

Wie erklärt sich die Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit γ

Es erscheint naheliegend als Ursache der Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit, die inzwischen bei drei SU UMa Objekten nachgewiesen ist, den gleichen Prozess zu vermuten, der sich bereits photometrisch durch Superhumps bemerkbar macht. Die Periodizität dieser Variation mit $U = (1/p_o - 1/p_s)^{-1}$ macht dies deutlich. Die Frage ist, handelt es sich, wie Vogt (1982b) vorgeschlagen hat, um eine Variation der Geschwindigkeitsprojektion auf die Sichtlinie oder um eine reelle radiale Bewegung der Scheibenmaterie? Die elliptische Scheibe nach Vogt kann die γ -Variation bei Z Cha gut erklären. Vorzeichen und Betrag der beobachteten Systemgeschwindigkeiten sind kompatibel mit der Konstellation des Doppelsternsystems relativ zum Beobachter. Das gilt auch für TU Men, wo die beobachteten Werte für γ und die Phasenlage der Superhumps bezüglich der Bahnphase die gleiche Konstellation des Systems zum Beobachter ergeben wie bei Z Cha (siehe Abbildung 37, die entsprechend auch für TU Men gilt).

Dennoch können die Beobachtungen an TU Men nicht problemlos als Bestätigung des Vogt'schen Modells gewertet werden: Vogt geht bei dem Bedeckungsveränderlichen Z Cha von Absorptionen aus, die in der elliptischen Scheibe in der Sichtlinie zwischen Beobachter und einem eng begrenzten Emissionsgebiet, dem weissen Zwerg, entstehen. Die Absorptionslinien werden relativ schmal, weil die jeweils absorbierende Materie nur ein kleines Gebiet auf der Scheibe einnimmt, innerhalb dessen die radiale Geschwindigkeitskomponenten kaum variieren. Den gleichen Prozess nimmt Vogt auch für WZ Sge an, ebenfalls ein bedeckendes System. Für SU UMa Objekte ohne Bedeckung sollte man erwarten, dass eine γ -Variation, sofern die Geometrie ihre Beobachtung überhaupt noch zulässt, eine sehr viel geringere Amplitude besitzt. TU Men hat offenbar keine Bedeckungen. Die Absorptionslinien sind extrem breit, vermutlich rotationsverbreitert, und als ihr Ursprung muss die gesamte Akkretionsscheibe angenommen werden. Dennoch beobachtet man bei TU Men eine in U periodische Veränderlichkeit der Systemgeschwindigkeit γ mit einer grossen Amplitude: $\Delta\gamma \approx \pm 280$ km/s (Z Cha: $\Delta\gamma \approx \pm 230$ km/s; WZ Sge: $\Delta\gamma \approx \pm 100$ km/s). Dieser Beobachtungsbefund würde eher für eine reelle radiale Bewegung der absorbierenden Materie sprechen. Die Periodizität dieser Bewegung liesse wieder eine Pulsation der Akkretionsscheibe als mögliche Lösung erscheinen, wäre nicht, wie schon gesagt, der Wert für U zu gross.

Literaturverzeichnis

- Bailey, J. und Ward, M.: 1981, Mon. Not. R. Astr. Soc. 194, 17P
- Bateson, F.M.: 1979, Publ. Var. Star Sect., Roy. Astr. Soc. New Zealand 7, 5
- Bateson, F.M.: 1980, Monthly Circ., Var. Star Sect., Roy. Astron. Soc. New Zealand M80/11
- Bateson, F.M., Morel, M. und Winnett, R.: 1977, Charts for Southern Variables, Series 9
- Brun, A. und Petit, M.: 1952, Bull. Assoc. Fran. Obs. Et. Var. 12, 1
- Copeland, H., Jensen, J.D. Jorgensen, H.E.: 1970, Astron. Astrophys. 5, 12
- Crawford, J.A. und Kraft, R.P.: 1956, Astrophys. J. 123, 44
- ESD User's Manual 1981, A.C. Danks (Ed.)
- Gilliland, R.L. und Kemper, E.: 1980, Astrophys. J. 236, 854
- Haefner, R., Schoembs, R. und Vogt, N.: 1979, Astron. Astrophys. 77, 7
- Hoffmeister, C.: 1961, Die Sterne 37, 205
- Hoffmeister, C.: 1963, Veröff. Sternw. Sonneberg 6, No.1, 42
- Kippenhahn, R. und Thomas, H.C.: 1965, in Landoldt-Börnstein, 'Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology', H.H. Voigt (Ed.), Group VI, Vol.I, 485
- Knoechel, G. und Vogt, N.: 1982, in Vorbereitung
- Kopal, Z.: 1959, 'Close Binary Systems', Chapman and Hall, London
- Kopal, Z.: 1965, Adv. Astron. Astrophys. Vol. 3, 89
- Krzeminski, W.: 1965, Astrophys. J. 142, 1051
- Mayo, S.K., Wickramasinghe, D.T. und Whelan, J.A.J.: 1979, in 'Changing Trends in Variable Star Research', IAU-Coll. No. 46, F.M. Bateson et al. (Ed.), Hamilton, New Zealand, p 52
- Mayo, S.K., Wickramasinghe, D.T. und Whelan, J.A.J.: 1980, Mon. Not. R. Astr. Soc. 193, 793
- Meyer, F.: 1981, private Mitteilung
- Meyer, F. und Meyer-Hofmeister, E.: 1981, Astron. Astrophys. 104, L10
- Paczynski, B.: 1971, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 9, 183

- Papaloizou, J. und
Pringle, J.E.: 1979 , Mon. Not. R. Astr. Soc. 189, 293
- Patterson, J.: 1979 , Astron. J. 84, No.6, p 804
- Patterson, J., McGraw, J.T.
Coleman, L. und
Africano, J.L.: 1981 , Astrophys. J. 248, 1067
- Ritter, H.: 1976 , Mon. Not. R. Astr. Soc. 175, 279
- Ritter, H.: 1980a, ESO Messenger No. 21, 16
- Ritter, H.: 1980b, Astron. Astrophys. 86, 204
- Robinson, E.L.: 1976a, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 14, 119
- Robinson, E.L.: 1976b, Astrophys. J. 203, 485
- Robinson, E.L., Nather, R.E.
und Patterson, J.: 1978 , Astrophys. J. 219, 168
- Schoembs, R.: 1982 , private Mitteilung
- Schoembs, R. und Vogt, N.: 1980 , Astron. Astrophys. 91, 25
- Schoembs, R. und Vogt, N.: 1981 , Astron. Astrophys. 97, 185
- Smak, J.: 1971 , Acta Astron. 21, 15
- Stolz, B. und Schoembs, R.: 1981a, Inf. Bull. Var. Stars, No. 1955
- Stolz, B. und Schoembs, R.: 1981b, Inf. Bull. Var. Stars, No. 2029
- van Horn, H.M., Wesemael, F.
und Winget, D.W.: 1980 , Astrophys. J. 235, L143
- Vogt, N.: 1974 , Astron. Astrophys. 36, 369
- Vogt, N.: 1980 , Astron. Astrophys. 88, 66
- Vogt, N.: 1982a, Habilitationsschrift Ruhr-
Universität Bochum
- Vogt, N.: 1982b, Astrophys. J. 252, 653
- Vogt, N. und Bateson, F.M.: 1981 , ESO Preprint No. 161
- Vogt, N., Schoembs, R.
Krzeminski, W. und
Pederson, H.: 1981 , Astron. Astrophys. 94, L29
- Warner, B.: 1973 , Mon. Not. R. Astr. Soc. 162, 189
- Warner, B.: 1975 , Mon. Not. R. Astr. Soc. 170, 219
- Warner, B.: 1976 , in 'Structure and Evolution of Close
Binary Systems', IAU-Symp. 73, p 85
P. Eggleton et al. (Ed.) Reidel, Dordr.
- Warner, B.: 1978 , Acta Astron. 28, 303
- Webbink, R.F.: 1979 , in 'White Dwarfs and Variable De-
generate Stars', IAU-Coll. 53, p 426
H.M. van Horn et al. (Ed.), Rochester
- Whelan, J.A.J., Rayne, M.W.
und Brunt, C.C.: 1979 , in 'Changing Trends in Variable Star
Research', IAU-Coll. 46, p 39,
F.M. Bateson et al. (Ed.), Hamilton,
New Zealand

Danksagung

Professor P. Wellmann ermöglichte es mir an der Universitäts-Sternwarte München zu arbeiten. *** Bei der Behandlung des interessanten Themas konnte ich mir immer der Unterstützung durch Professor P. Wellmann und Professor H.-G. Groth sicher sein. *** In Dr. H. Barwig und Dr. R. Schoembs hatte ich liebe Kollegen und Freunde, die mir jederzeit geduldig und aufmunternd bei allen wissenschaftlichen und persönlichen Problemen weiterhalfen. ** Alle Angehörigen der Sternwarte trugen zu der angenehmen und freundschaftlichen Atmosphäre bei, in der diese Arbeit entstand. Frau S. Gervasini schenkte mir das Schönste.

Allen
sage
ich

danke

Lebenslauf

Name: Bernhard Ludwig Stolz

Geburtstag: 2. November 1951

Geburtsort: München

Eltern: Elisabeth Stolz, geb. Tabery
Franz J.M. Stolz

Schulen: 1958 - 1962 Volksschule in München
1962 - 1971 Hum. Gymnasium in München

Studium: Sommersemester 1972 bis Sommersemester 1979
Studium der Physik an der Universität München
Diplom - Hauptprüfung für Physik:
24. September 1979
Thema der Diplomarbeit:
'Beobachtungen der Sterne 71 Draconis und
Nova Cygni 78 mit einem neuen Photometer'

Tätigkeit: Vom 1. November 1979 bis jetzt wissenschaft-
liche Hilfskraft an der Universitäts-
Sternwarte München
Hier entstand die vorliegende Arbeit

